

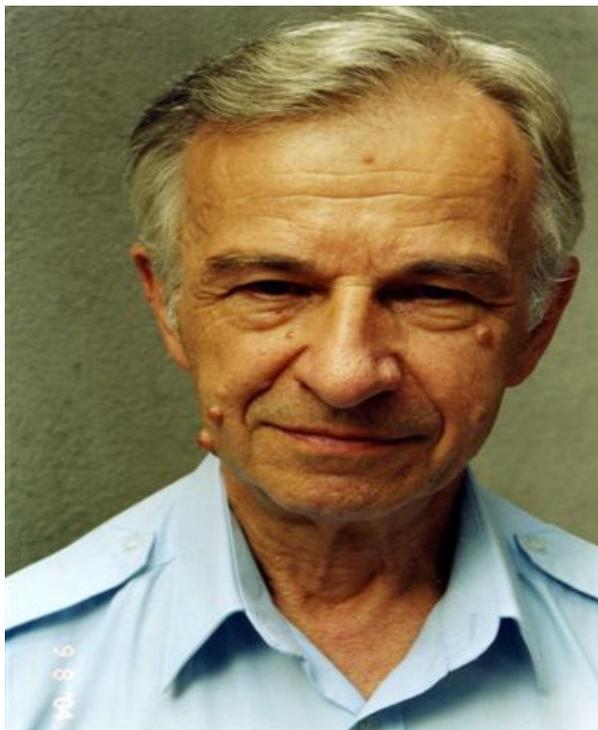
ВІСНИК



ОДЕСЬКОГО
НАЦІОНАЛЬНОГО
МОРСЬКОГО
УНІВЕРСИТЕТУ

27

Доктор технических наук, профессор
ЦЫМАРНЫЙ
ВАЛЕНТИН АЛЕКСАНДРОВИЧ



50 лет в ОИИМФ-ОНМУ

Исполнилось 75 лет видному ученому-теплофизику доктору технических наук, профессору заведующему кафедрой физики Валентину Александровичу Цымарному, работающему в нашем университете свыше 50 лет.

Он родился в Одессе 9 сентября 1934 г. в семье работника морского флота – его отец много лет работал на судоремонтном заводе № 1, а затем был главным инженером Черноморского ЦПКБ. В 1952 г. после окончания средней школы с медалью В.А. Цымарный поступил на физико-математический факультет Одесского государственного университета им. И.И. Мечникова. В 1957 г. он окончил университет с отличием по специальности «Физика» и начал работать в ОИИМФ старшим лаборантом кафедры технологии металлов.

В 1960 г. В.А. Цымарный перешел на кафедру термодинамики, руководимую профессором Яковом Захаровичем Казавчинским, в качестве младшего научного сотрудника НИС. Здесь началась его научная деятельность в области исследований теплофизических свойств газов и жидкостей и проявился его талант физика-экспериментатора. Вскоре В.А. Цымарный стал играть главную роль при проведении на кафедре экспериментов – он генерировал идеи и осуществлял их в создаваемых установках. Одна из его первых оригинальных работ – индукционный датчик, разработанный для исследования термических свойств четырехоксида азота – окислителя ракетного топлива. Итогом этих исследований стала кандидатская диссертация «Экспериментальное исследование p, v, T -зависимости четырехоксида азота при температуре 440-580 К и давлениях до 600 бар», которая была защищена в Московском энергетическом институте в 1967 г.

После организации в ОИИМФ проблемной лаборатории судовой холодильной техники и прикладной термодинамики В.А. Цымарный в 1969 г. возглавил созданный в ней сектор теплофизических измерений. В 1971 г. ему присвоено ученое звание старшего научного сотрудника. В 1972 г. он был назначен заведующим проблемной лабораторией и руководил ею свыше 15 лет – вплоть до перевода лаборатории в ЮжНИИМФ. Валентин Александрович с присущими ему изобретательностью и энергией продолжал экспериментальные исследования теплофизических свойств технически важных газов и жидкостей, что позволило ему завоевать авторитет у коллег, работавших в ведущих научных центрах СССР.

Талант изобретателя ярко проявился при создании установки по измерению теплопроводности жидкостей методом зонда. Используя нестационарные методы измерений, он разработал также автоматизированную установку для измерения плотности жидкостей. Эти разработки соответствовали его идеям о том, что теплофизический эксперимент при использовании современных методов измерений должен перестать быть искусством и стать техническим средством.

В этот же период В.А. Цымарный в контакте с научно-техническим управлением Министерства морского флота и Черноморским филиалом ЦНИИМФ развивал новое направление в работе проблемной лаборатории, связанное с технологией перевозки морскими судами опасных грузов, в частности сжиженных газов.

Плодотворная работа Валентина Александровича в этой лаборатории отмечена в 1980 г. знаком «Почетному работнику морского флота СССР».

Результаты его фундаментальных исследований в области теплофизических свойств и технологии перевозки сжиженных газов обобщены в докторской диссертации «Теплофизические основы совершенствования расходомерии и технологии морской транспортировки

сжиженных газов», защищенной в 1990 г. в Московском энергетическом институте.

С 1988 г. В.А. Цымарный работает на кафедре физики нашего университета, сначала доцентом, а с 1991 г. по настоящее время – заведующим кафедрой. В 1993 г. ему присвоено ученое звание профессора. Он уделяет большое внимание совершенствованию учебного процесса, подготовке методических пособий и обеспечению эффективного контроля знаний студентов.

За 50 лет научной деятельности Валентин Александрович опубликовал свыше 140 научных и учебно-методических работ и получил 10 авторских свидетельств на изобретения. Особое место занимает его участие в 9 монографиях, посвященных термодинамическим свойствам азота, кислорода, метана, этана, пропана и других веществ. Эти монографии получили высокую оценку специалистов и стали частью комплексной системы оперативного обеспечения народного хозяйства нормативно-справочными данными о теплофизических свойствах технически важных газов и жидкостей. За разработку системы её создатели, в том числе В.А. Цымарный, удостоены в 1987 г. Премии Совета Министров СССР.

В.А. Цымарный проводит большую общественно-научную работу. С 1997 г. он является действительным членом академии наук высшей школы Украины.

Валентина Александровича отличают принципиальность и умение принимать верные решения в сложных ситуациях. В новых условиях он выбрал основным направлением своей деятельности педагогическую работу и выполняет её так же успешно, как и научную.

Свой юбилей В.А. Цымарный отмечает в отличной интеллектуальной форме, о чем свидетельствуют, в частности, его интересные методические разработки, посвященные актуальным проблемам преподавания физики в технических вузах.

Коллеги-преподаватели, коллектив кафедры «Физика» ОНМУ и редколлегия журнала «Вісник ОНМУ» желают Валентину Александровичу крепкого здоровья и долгих лет активной и успешной научно-педагогической деятельности.

ОЦЕНКА ДИНАМИКИ ЗАТОПЛЕНИЯ ТБС «НЕФТЕГАЗ-67»

Методами теории корабля воссоздана динамика затопления и обстоятельства опрокидывания т/х «Нефтегаз-67». Поставлены и решены задачи о затоплении отсеков в различных условиях, разработан и реализован метод расчета характеристик в процессе затопления судна.

Методами теорії корабля поновлено динаміку затоплення та обставини перекидання т/х «Нафтогаз-67». Сформульовано та вирішено задачі про затоплення відсіків в різних умовах, розроблено та реалізовано метод розрахунку характеристик судна в ході затоплення.

Ship theory methods reconstruct dynamics of deluging and circumstance of overturning m/v «Neftegaz-67». Tasks about deluging of bulk holds in various conditions are put and solved, the method of calculation of characteristics in the course of vessel deluging is developed and realised.

Ключевые слова: столкновение, опрокидывание, непотопляемость, моделирование, аварийная посадка и остойчивость, затопление отсеков.

22 марта 2008 года в районе острова Lantau (Гонконг) при проходе между буйами С.Р.1 и С.Р.2 в 21:14 по местному времени произошло столкновение транспортно-буксирного судна (тбс) «Нефтегаз-67» с балкером «Yao Hai». В результате полученной пробоины т/х «Нефтегаз-67» опрокинулся и затонул, при этом погибло 18 членов экипажа. Основные характеристики столкнувшихся судов приведены в таблице 1.

Таблица 1

Характеристики судов

Судно	«Нефтегаз 67»	«Yao Hai»
Год постройки	1990	1986
Флаг	Украина	Китай
Длина наибольшая	81,37 м	225,0 м
Длина между перпендикулярами	75,7 м	215,0 м
Ширина	16,3 м	32,2 м
Максимальная осадка	4,9 м	13,26 м
DWT	1393 м.т	69497 м.т
Главный двигатель	2x Sulzer 6ZL 40/48	1 x B&W 5L70MC
Мощность	5300 кВт	8356 кВт
Построечная скорость	15,3 узл.	14,0 узл.

ОЦЕНКА ДИНАМИКИ ЗАТОПЛЕНИЯ ТБС «НЕФТЕГАЗ-67»

На основе имеющихся в нашем распоряжении документов был выполнен анализ повреждений тбс «Нефтегаз-67», полученных в результате столкновения с т/х «Яао Хай». Удар пришелся в районе VII (7-26 шпангоуты) водонепроницаемого отсека (рис.1).

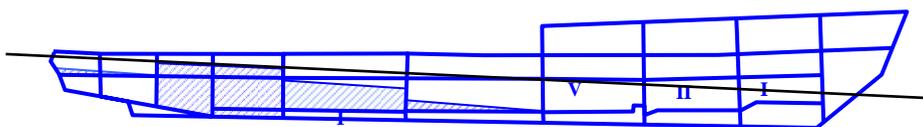


Рис. 1. Схема затопления водонепроницаемых отсеков тбс «Нефтегаз-67»

В результате «Нефтегаз-67» получил две пробоины – в районе ширстречного пояса (рис. 2) и в районе выкружки гребного вала правого борта (рис. 3). В какую из точек пришелся первый удар, установить невозможно, так как отсутствовал теоретический чертеж таранящего судна.



Рис. 2. Повреждения тбс «Нефтегаз-67» в районе ширстрека

Площадь пробоины в районе ширстрека оценена в 5 м². Детали повреждений в районе выкружки гребного вала, состояние переборок на 7 и 26 шпангоутах неизвестно, поскольку не представилась возможность провести подробный осмотра судна после подъема и постановки в док.

ОЦЕНКА ДИНАМИКИ ЗАТОПЛЕНИЯ ТБС «НЕФТЕГАЗ-67»

*Рис. 3. Повреждения тбс «Нефтегаз-67»
в районе выкружки гребного вала (пробоины заделаны)*

В соответствии распоряжением Кабинета министров Украины от 23.03.2008 № 499-р «Про утворення Комісії з розслідування причин аварії транспортно-буксирного судна „Нефтегаз-67» с целью выяснения причин и обстоятельств серьезной аварии была выполнена оценка времени от момента столкновения до затопления или опрокидывания «Нефтегаз-67». Для решения этой задачи были приняты допущения:

- разрушен только VII водонепроницаемый отсек (фактическое состояние смежных отсеков неизвестно);
- распространение воды по судну (рис. 1) идет только через открытые клинкетные двери (фактическое состояние переборок неизвестно).

В процессе выполнения расчетов была принята гипотеза о том, что VII водонепроницаемый отсек полностью разрушен и затоплен. От момента его полного затопления был начат отсчет времени. Такая гипотеза принята в связи с тем, что точно неизвестно какие повреждения «Нефтегаз-67» имел в подводной части, также неизвестно, какое время суда находились в сочлененном состоянии, неизвестен крен судна после столкновения. Обоснованность этой гипотезы базируется на том, что затопление аварийного отсека происходит очень быстро – до 60 секунд (см. ниже).

Для оценки динамики затопления тбс «Нефтегаз-67» был специально разработан алгоритм поэтапного расчета непотопляемости. Этот

ОЦЕНКА ДИНАМИКИ ЗАТОПЛЕНИЯ ТБС «НЕФТЕГАЗ-67»

метод реализуется при помощи программного комплекса «Проект 1» по следующей схеме:

1. Рассчитываются аварийные посадка и остойчивость при разрушении и затоплении VII отсека;

2. По полученной аварийной посадке судна определяется количество воды V_1 , вливающейся из VII отсека через открытые клинкетные двери в смежные отсеки за заданный временной шаг поэтапного расчета $\Delta t = \Delta t_1$. При этом предполагается, что в течение малого интервала времени Δt_1 расход жидкости меняется незначительно. При выполнении последующих расчетов эта вода учитывается как фильтрационная;

3. Выполняется расчет аварийной посадки и остойчивости при разрушении VII отсека и наличии фильтрационной воды в смежных отсеках. Полученные параметры характеризуют состояние судна в момент времени $T_1 = \Delta t_1$ от начала отсчета;

4. По новому значению аварийной посадки судна определяется количество воды V_2 , вливающейся из VII отсека через незадраенные клинкетные двери в смежные отсеки за заданный малый интервал времени Δt_2 ;

5. Выполняется расчет непотопляемости при разрушении VII отсека и наличии фильтрационной воды в смежных отсеках в количестве $V_1 + V_2$. Полученные характеристики посадки и остойчивости описывают состояние судна в момент времени $T_2 = \Delta t_1 + \Delta t_2$ от начала отсчета.

Шаги 4 и 5 повторяются до тех пор, пока аварийное судно не исчерпает запас плавучести и/или остойчивости.

Для реализации описанного алгоритма поэтапного расчета непотопляемости на основании [1, 2, 3, 4, 5, 6] была создана и идентифицирована расчетная модель «Нефтегаз-67», а также разработана и опробирована методика расчета количеств фильтрационной воды.

При оценке времени затопления **VII отсека** предполагалось, что вода поступает через пробоину в районе выкружки гребного вала. Время затопления VII отсека оценено по формуле

$$t = \frac{2S}{n \cdot \mu \cdot S_0 \cdot \sqrt{2g}} (\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2}) \quad (1)$$

где t - время затопления отсека, с;
 S - площадь ватерлинии поврежденного судна, м²
 $\mu = 0,80$ - коэффициент гидравлического сопротивления
 S_0 - площадь поперечного сечения пробоины, м²;
 H_1 - расстояние от центра пробоины до ватерлинии в конце затопления, м;
 H_2 - расстояние от центра пробоины до ватерлинии в начале затопления, м;

ОЦЕНКА ДИНАМИКИ ЗАТОПЛЕНИЯ ТБС «НЕФТЕГАЗ-67»

Пробоина отстоит от основной плоскости на 0,5 м, от миделя – на 25 м, а ее площадь оценена в 2 м². Из результатов расчета аварийной посадки «Нефтегаз-67» методом постоянного водоизмещения при разрушении VII отсека были найдены осадки и площадь аварийной ватерлинии.

Отстояние пробоины от ватерлинии рассчитано по формуле

$$H = \frac{d_H + d_K}{2} + x \frac{d_H - d_K}{L_{III}}, \quad (2)$$

где d_H , d_K – осадки носом и кормой;
 x – абсцисса пробоины.

Расчет показал, что при таких допущениях время затопления VII отсека тбс «Нефтегаз-67» составит 57,3 с. Реальное время затопления отсека будет значительно выше, так как в расчете не учтена бортовая пробоина.

Для определения количества фильтрационной воды, вливающейся через клинкетные двери из затопленного в смежные отсеки, был решен комплекс гидравлических задач. Схема затапливаемого отсека приведена на рис. 4.

На рис. 4 обозначено:

d – осадка судна на переборке;

t_1 – уровень воды у переборки в затапливаемом отсеке;

t_2 – уровень воды у переборки в затапливаемом отсеке;

$h_{од}$ – высота двойного дна;

$h_{двери}$ – высота клинкетной двери;

h_k – высота комингса клинкетной двери от настила второго дна;

z_1 – измеренное по вертикали расстояние от поверхности аварийной воды в затапливаемом отсеке до точки в просвете двери;

z_2 – измеренное по вертикали расстояние от поверхности аварийной воды в затапливаемом отсеке до точки в просвете двери;

Ψ – угол дифферента.

Приравняв гидростатическое и гидродинамическое давления $P_{ГС} = P_{ГД}$, получаем формулу для определения скорости течения воды через отверстие в точке на глубине z , если со стороны затапливаемого отсека не действует противодействие (точка в затапливаемом отсеке находится над водой)

$$v = \sqrt{\frac{2P_{ГС}}{\rho}} = \sqrt{\frac{2\gamma z}{\rho}} = \sqrt{2gz}, \quad (3)$$

ОЦЕНКА ДИНАМИКИ ЗАТОПЛЕНИЯ ТБС «НЕФТЕГАЗ-67»

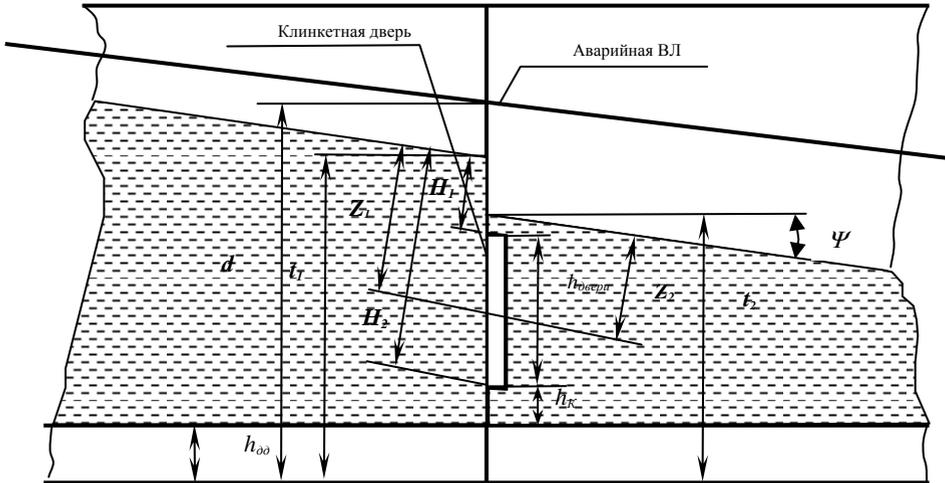


Рис. 4. Схема затопления отсека. Клинкетная дверь под водой

где $P_{ГС}$ – гидростатическое давление;
 $P_{ГД}$ – гидродинамическое давление;
 ρ – плотность морской воды;
 γ – удельный вес морской воды.

Если со стороны затопливаемого отсека действует противодействие (точка в затопливаемом отсеке находится в воде), формула 3 приобретает вид

$$v = \sqrt{\frac{2(P_{ГС1} - P_{ГС2})}{\rho}} = \sqrt{\frac{2\gamma(z_1 - z_2)}{\rho}} = \sqrt{2g(z_1 - z_2)}. \quad (4)$$

Элементарный расход жидкости dQ определится по формуле

$$dQ = \mu v dS = \mu v b dz, \quad (5)$$

где dS – элементарная площадка шириной b и высотой dz ;
 b – ширина клинкетной двери;
 μ – коэффициент гидравлических потерь.

Расход жидкости определится интегрированием скоростей, а по сути избыточных гидростатических давлений, по высоте клинкетной двери (или, в случае частичного затопления, по высоте затопленной части двери)

ОЦЕНКА ДИНАМИКИ ЗАТОПЛЕНИЯ ТБС «НЕФТЕГАЗ-67»

$$Q = \mu b \int_{H_2}^{H_1} v dz, \quad (6)$$

где H_1 и H_2 – расстояния от верхней и нижней кромок клинкетной двери до поверхности воды в затопляющем отсеке, измеренные по вертикали. Они определяются формулами

$$H_1 = (t_1 - h_{\text{двери}} - h_K - h_{\text{од}}) \cos \Psi \quad (7)$$

$$H_2 = (t_1 - h_K - h_{\text{од}}) \cos \Psi. \quad (8)$$

Если уровень воды в затопляющем отсеке находится в просвете двери, интегрирование ведется от 0 до H_2 .

При выполнении расчетов коэффициент гидравлического сопротивления μ принимался равным 0,8. С учетом предположения о том, что в течение малого интервала времени dt расход жидкости мало меняется, объем вливающейся за это время воды определяется по формуле

$$V = Q \cdot dt \quad (9)$$

В качестве примера на рис.5 приведены средние скорости течения жидкости в просвете клинкетной двери между VII и VIII отсеками на различных стадиях затопления.

Расчеты аварийной посадки и остойчивости выполнялись для двух комбинаций открытых клинкетных дверей:

- открыты двери между VII и VIII; VII и VI; VI и V отсеками;
- открыты двери между VII и VI; VI и V отсеками.

Эти случаи являются предельными и дают минимальное и максимальное время сохранения судном плавучести и остойчивости. На рис. 6 и 7 показаны диаграммы статической остойчивости для этих вариантов на разных этапах затопления. На рис. 8 и 9 показаны изменения дифферента и метацентрических высот в процессе затопления.

Расчеты показывают, что при трех открытых клинкетных дверях очень быстро растет дифферент на корму и уменьшается остойчивость судна. В финальной стадии затопления диаграмма статической остойчивости имеет практически горизонтальный участок, что приводит к внезапному увеличению углов крена.

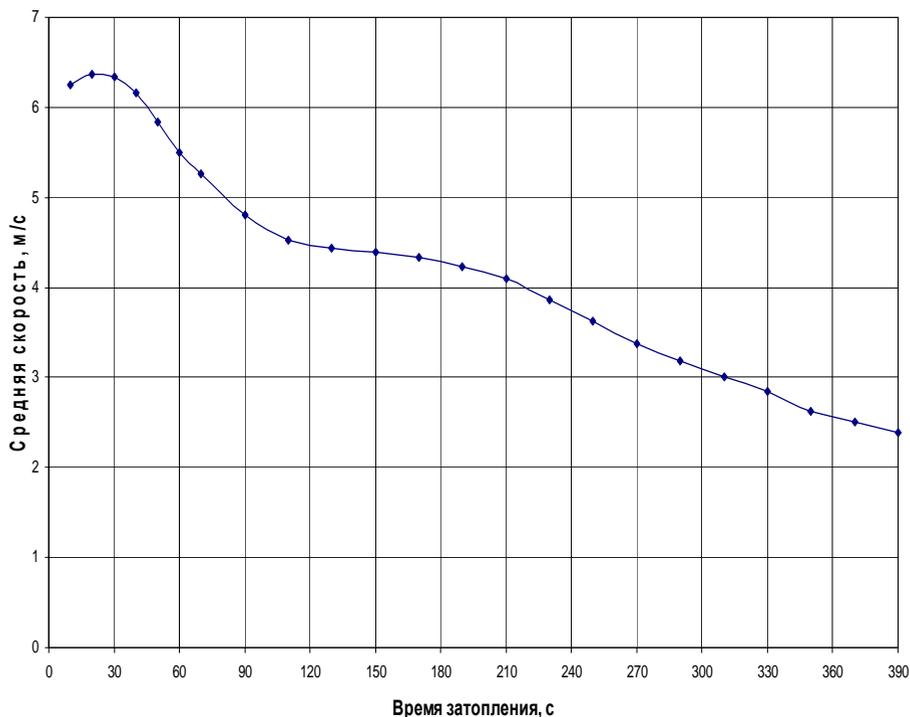
ОЦЕНКА ДИНАМИКИ ЗАТОПЛЕНИЯ ТБС «НЕФТЕГАЗ-67»

Рис. 5. Средние скорости течения жидкости в провете клинкетной двери между VII и VIII отсеками на различных стадиях затопления

В случае двух открытых клинкерных дверей судно оказывается более стабильным – в течение примерно четырех минут растет средняя осадка, а дифферент и метацентрическая высота существенно не меняются. После входа палубы в воду наблюдается рост дифферента и резкое снижение остойчивости. По мере затопления диаграмма статической остойчивости приобретает горизонтальный участок, что объясняет резкое увеличение крена судна.

Подводя итог, можно утверждать, что судно теряет остойчивость в течение от 120 до 450 секунд (с учетом времени затопления VII отсека). При повреждениях переборок и корпуса в смежных VI и VIII отсеках, процесс будет происходить еще быстрее. Необходимо отметить, что приведенные результаты в связи с недостаточной полнотой исходной информации носят оценочный характер.

ОЦЕНКА ДИНАМИКИ ЗАТОПЛЕНИЯ ТБС «НЕФТЕГАЗ-67»

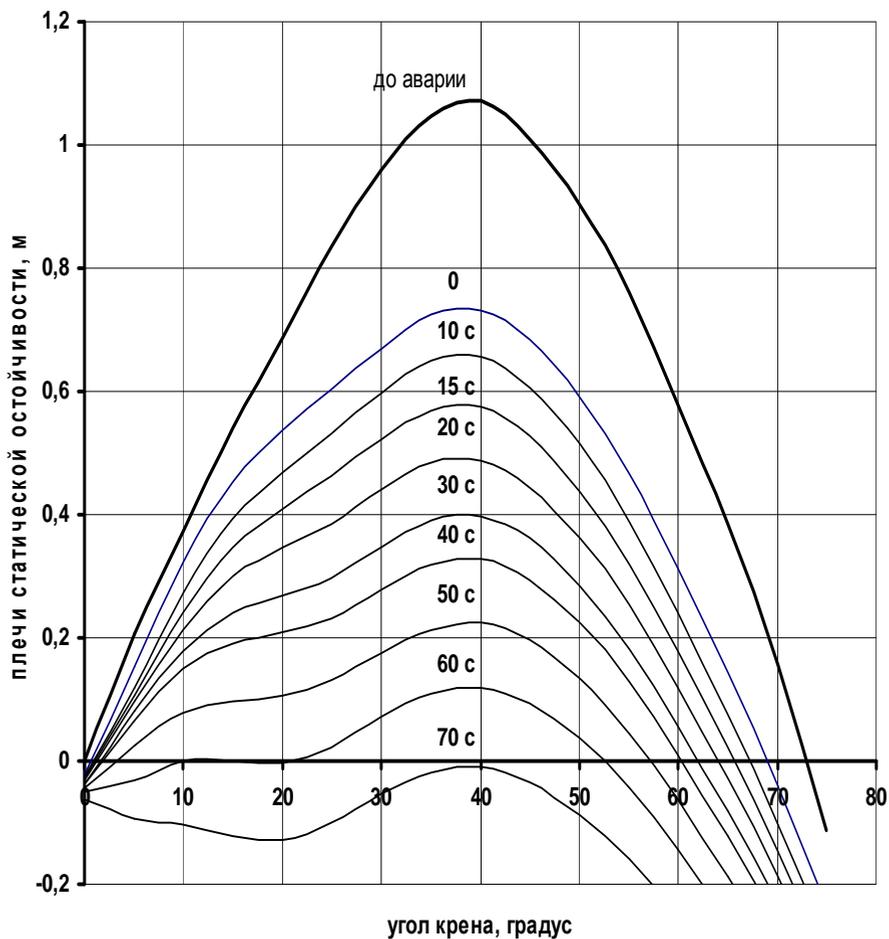


Рис.б. Изменение диаграммы статической устойчивости тбс «Нефтегаз-67» в ходе затопления при открытых клинкетных дверях в V, VI и VIII отсеки

ОЦЕНКА ДИНАМИКИ ЗАТОПЛЕНИЯ ТБС «НЕФТЕГАЗ-67»

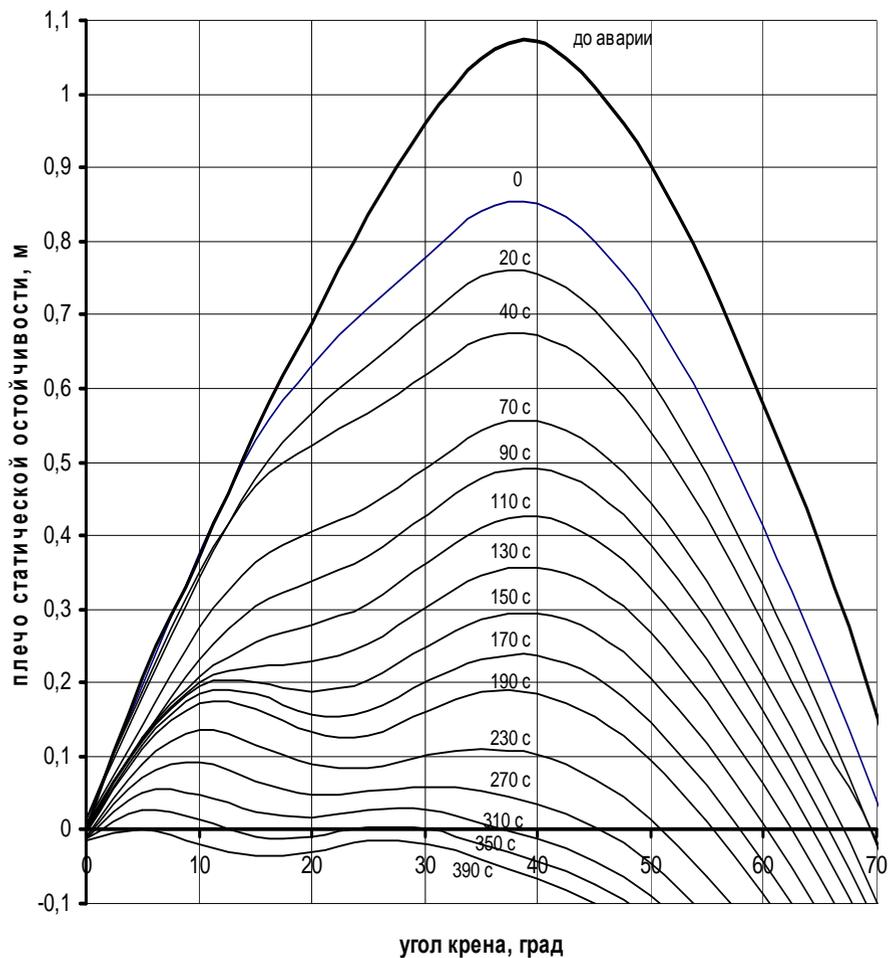


Рис.7. Изменение диаграммы статической остойчивости тбс «Нефтегаз-67» в ходе затопления при открытых клинкетных дверях в V и VI отсеки

ОЦЕНКА ДИНАМИКИ ЗАТОПЛЕНИЯ ТБС «НЕФТЕГАЗ-67»

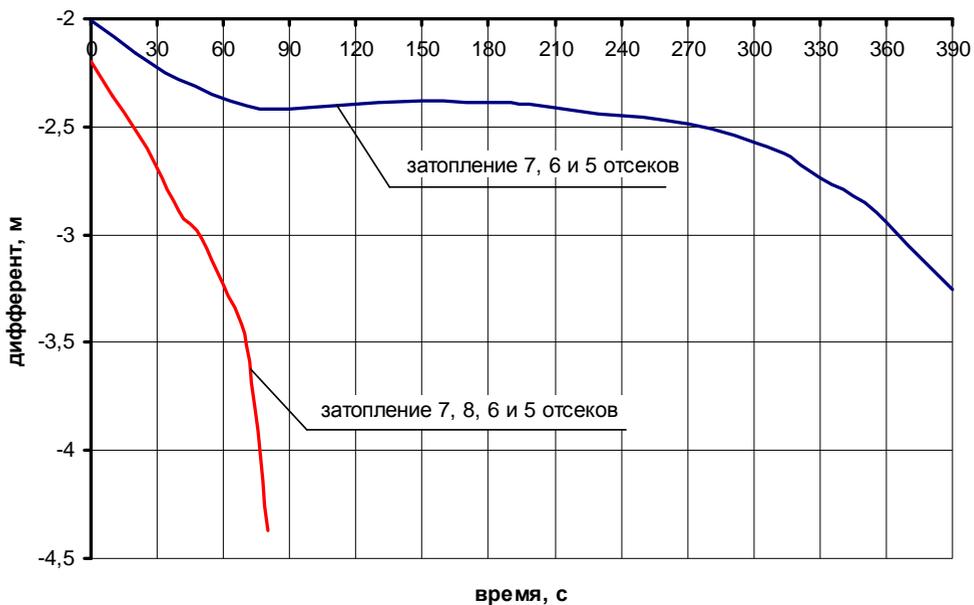


Рис. 8. Изменение дифферента на различных стадиях затопления

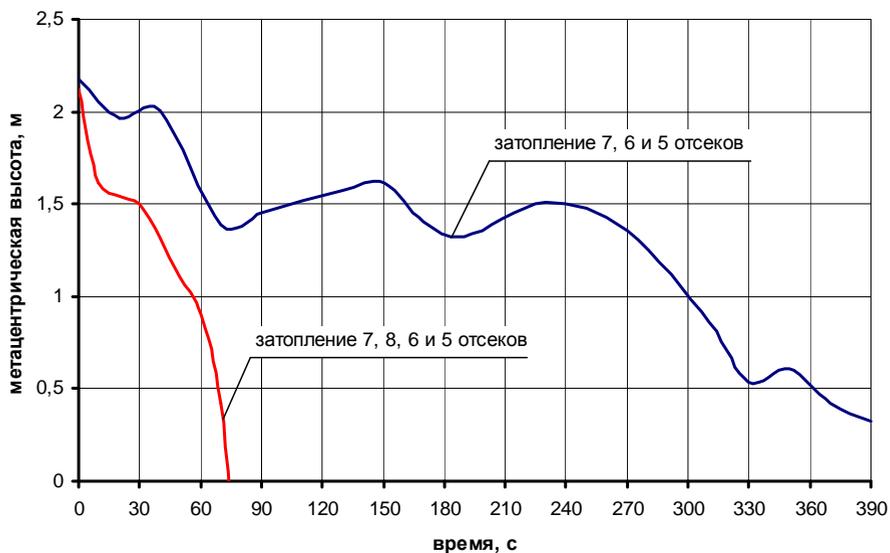


Рис. 9. Изменение метацентрической высоты на различных стадиях затопления

ОЦЕНКА ДИНАМИКИ ЗАТОПЛЕНИЯ ТБС «НЕФТЕГАЗ-67»

Выводы

1. Причиной быстрого затопления и опрокидывания тбс «Нефтегаз-67» явились открытые на время планового обхода судна клинкетные двери.

2. Опрокидывание тбс «Нефтегаз-67» произошло в интервале от 120 (затапливаются 7, 6, 5 и 8 отсеки) до 450 (затапливаются 7, 6 и 5 отсеки) секунд с момента столкновения. По имеющейся информации дверь в 8 отсек (румпельное отделение) была закрыта. Расчетное время от момента столкновения до опрокидывания 450 с хорошо согласуется с данными радиообмена и свидетельствует об эффективности предложенного метода поэтапного расчета непотопляемости.

3. Предпринимать какие-либо меры по борьбе за живучесть экипаж не имел времени и не мог это проделать физически – скорость втекающей в VI отсек воды превышала 6 м/с и устоять возле клинкетной двери, а тем более ее закрыть, было невозможно.

ЛИТЕРАТУРА

1. *CNOOS CINA LIMITED-SHENZHEN. Manifest No: XJ 231-08-033. Mar. 22-2008.*
2. *Теоретический чертеж В92-DZ/0120-1.*
3. *Общее расположение судна В92/59-DZ/0110-1.*
4. *План цистерн В92-DZ/0160-1.*
5. *Информация об аварийной остойчивости и посадке В92-II-DZ/0420-5.*
6. *Кривые элементов теоретического чертежа В92- II-DZ/0410-2.*

Надійшла 10.08.09

НЕЛІНІЙНЕ УЗАГАЛЬНЕННЯ КОРОТКОТЕРМІНОВИХ РОЗПОДІЛІВ ОРДИНАТ МОРСЬКИХ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ

Выполнено обобщение кратковременных распределений для ординат ветровых волн в шторме на основе использования техники характеристических функций и соответствующих асимптотических рядов типа Грама-Шарлье-Эджворта. Обобщения связаны с учетом нелинейных эффектов в волновом профиле и касаются области экстремальных значений волновых ординат.

Розглядається узагальнення короткотермінових розподілів ординат вітрових хвиль у штормі із застосуванням техніки характеристичних функцій та відповідних асимптотичних рядів типу Грама-Шарльє-Еджворта. Узагальнення пов'язані із врахуванням нелінійних ефектів у хвильовому профілі і стосуються області екстремальних значень хвильових ординат. Кумулянти в асимптотичному ряді розглянуто до восьмого порядку включно, а їх числову оцінку отримано із залученням нелінійної групової моделі хвиль Стокса шостого порядку. Проведено порівняння отриманих результатів з незалежними даними модельних випробувань у басейні.

The generalizations of short term distribution of wind – wave elevations in sea conditions are obtained by using characteristic functions technique and corresponding asymptotic Gramm-Edgwort sets. The generalizations are related with the including of nonlinear effects into to the Gaussian distributions.

Ключові слова: *нерегулярні морські хвилі, короткотермінові розподілення, нелінійність вітрових хвиль, ряди Грама-Шарльє-Еджворта.*

У статистиці вітрових хвиль в умовах шторму важливе місце займають два види статистичних розподілів:

а) короткотермінові розподіли на інтервалах квазістаціонарності приблизно у 35-40 хвилин для основних характеристик хвиль (ординат, висот, періодів тощо) [1–3];

б) довготермінові розподіли за терміни часу у десятки років для показників інтенсивності хвильових режимів (наприклад, висота $h_{3\%}$, середній період T_c) на теренах Світового океану [1; 3; 4].

Ці розподіли, крім безпосередньої характеристики нерегулярних вітрових хвиль, відіграють важливу роль в сучасних методах розрахунку реакцій суден та засобів океанотехніки в умовах шторму та в сучасному нормуванні міцності та морехідності суден при проектуванні [4; 5]. Вони по суті є основними джерелами первинної статистичної інформації, яка наповнює ймовірнісні моделі та методи розрахунків і дає змогу вибирати обґрунтовані рівні забезпеченостей для нормативних величин в розрахунковому проектуванні.

НЕЛІНІЙНЕ УЗАГАЛЬНЕННЯ КОРОТКОТЕРМІНОВИХ РОЗПОДІЛІВ ОРДИНАТ МОРСЬКИХ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ

У межах даної статті увагу буде зосереджено на короткотермінових розподілах для хвильових ординат з погляду їх узагальнення на вплив нелінійних ефектів у хвильовому профілі крутих вітрових хвиль. Добре відомо, що у таких хвилях гребені вищі за підшови хвиль, а також має місце укручення та часткове руйнування верхньої частини гребенів вітрових хвиль, крутість яких досягає значень десь $1/12-1/9$. У той же час переважна більшість досліджень зі статистики суден та хвиль ґрунтується на розподілах Гауса (для ординат хвиль) та розподілах Релея (для амплітуд чи висот хвиль), які слід розглядати тільки як лінійне наближення в моделюванні статистичних властивостей хвильових рухів. Зокрема, щільність розподілу Гауса для ординат хвиль ζ_w має вигляд [2–5]

$$p(\zeta_w) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D_\zeta}} \exp\left(-\frac{\zeta_w^2}{2D_\zeta}\right), \quad (1)$$

де D_ζ – дисперсія хвильових ординат – параметр розподілу.

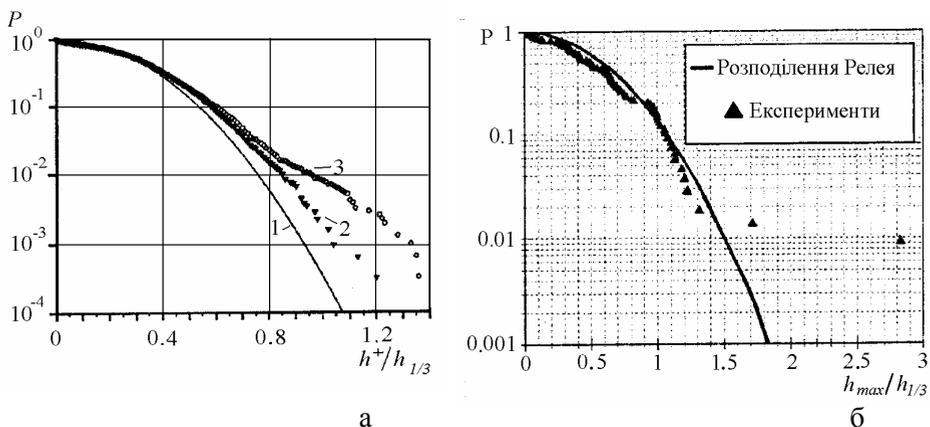


Рис. 1. Статистичні розподіли:

- а) для ординат по гребенях хвиль за даними натурних вимірювань;
б) для висот хвиль за даними модельних випробувань

Розподіл (1) підтверджується даними натурних та модельних вимірювань для нерегулярних хвиль [1; 2; 3; 6; 7], але в області екстремальних значень узгодженість порушується. Це добре видно на рис. 1 згідно з роботою [8], на якому наведено функції розподілів для ординат по гребенях хвиль h^+ та для висот хвиль h_{\max} ($h_{1/3}$ – значна висота хвиль [3]). Як натурні дані (рис. 1 а), так і модельні випробування у басейні (рис. 1 б) показують, що при малих ймовірностях $P \leq 0,01$ з'являються суттєві розбіжності між теоретичними розподілами (суцільні криві) та статистич-

НЕЛІНІЙНЕ УЗАГАЛЬНЕННЯ КОРОТКОТЕРМІНОВИХ РОЗПОДІЛІВ ОРДИНАТ МОРСЬКИХ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ

ними даними, за якими можливість появи крутих хвиль має значно більші ймовірності, ніж це впливає з розподілів типу (1), і це є важливим для подальших оцінок міцності суден в екстремальних умовах шторму [1; 4; 9; 10]. Як приклад, рис. 2 [11] ілюструє появу особливо крутої хвилі висотою у 25 м на фоні відносно помірною хвилеутворення.

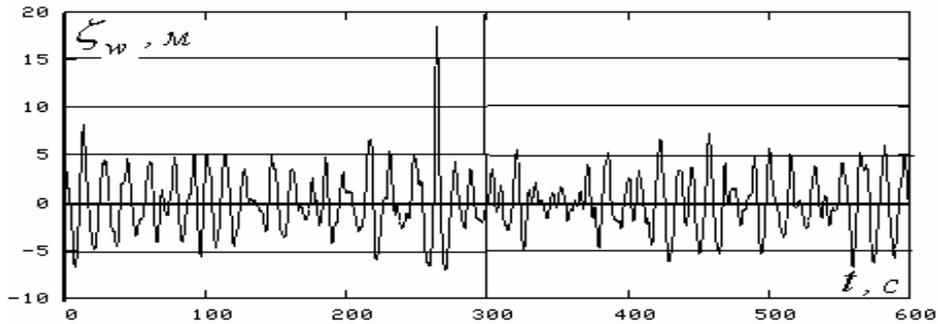


Рис. 2. Запис нерегулярних вітрових хвиль у Північному морі

Таким чином, для коректної оцінки ймовірності появи екстремальних хвиль у Світовому океані, розподіли Релея та Гауса потребують подальших узагальнень через врахування нелінійних ефектів у вітрових хвилях. В теоретичних роботах з цією метою залучають метод характеристичних функцій розподілів, який породжує асимптотичні ряди Грама-Шарльє-Еджворта [2; 3; 12].

Розглянемо техніку застосування методу характеристичних функцій для довільного маргінального (одновимірного) розподілу хвильових ординат з урахуванням області їх екстремальних значень. Нехай $p(\zeta_w)$ – щільність такого розподілу, а $\Phi(k)$ є його характеристична функція, яка визначається формулою

$$\Phi(k) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\zeta_w) \exp ik\zeta_w d\zeta_w, \quad (2)$$

де k – параметр характеристичної функції.

Розкладемо в (2) $\exp ik\zeta_w$ у ряд Тейлора в околі нульового значення аргументу

$$\exp ik\zeta_w = 1 + \sum_{n=1}^N \frac{1}{n!} (ik\zeta_w)^n, \quad N \gg 1$$

та після інтегрування отримаємо для характеристичної функції наступний ряд:

$$\Phi(k) = 1 + \sum_{n=1}^N \frac{i^n}{n!} k^n \cdot \mu_n, \quad \mu_n = \int_{-\infty}^{\infty} \zeta_w^n p(\zeta_w) d\zeta_w, \quad (3)$$

**НЕЛІНІЙНЕ УЗАГАЛЬНЕННЯ КОРОТКОТЕРМІНОВИХ
РОЗПОДІЛІВ ОРДИНАТ МОРСЬКИХ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ**

де μ_n – нецентральні моменти розподілу, які визначаються через центральні моменти $\bar{\mu}_n$ співвідношеннями

$$\mu_n = \sum_{j=0}^n C_n^j m_\zeta^j \bar{\mu}_{n-j}, \quad \bar{\mu}_n = \int_{-\infty}^{\infty} (\zeta_w - m_\zeta)^n p(\zeta_w) d\zeta_w, \quad m_\zeta \equiv \mu_1, \quad n = 2, 3, \dots, N.$$

Зазначимо, що середнє значення m_ζ для вітрових хвиль пов'язане з нагонними явищами та груповими ефектами руху хвиль в умовах шторму [13] і воно має третій та вище порядок малості по відношенню до амплітуд хвиль. Тому в практиці розрахунків середнім значенням m_ζ загалом нехтують [1-5].

Далі ряд (3) представляють в експоненціальній формі [12]

$$\Phi(k) = \exp\left(\lambda_1 \frac{i}{1!} k + \lambda_2 \frac{i^2}{2!} k^2 + \lambda_3 \frac{i^3}{3!} k^3 + \dots + \lambda_m \cdot \frac{i^m}{m!} k^m\right), \quad (4)$$

де λ_j – кумулянта j -го порядку для характеристичної функції [3; 12] і $m \leq N$.

Подальший аналіз полягає в узгодженні рядів (3) та (4) і отриманні залежностей кумулянт λ_j від центральних моментів розподілу $\bar{\mu}_n$. Для цього потрібно розкласти експоненту в формулі (4) у ряд Тейлора та порівняти вирази при степенях параметра k . Після низки алгебраїчних перетворень було отримано явні залежності для дванадцяти кумулянт, перші вісім з яких мають вигляд

$$\left. \begin{aligned} \lambda_1 &= m_\zeta \approx 0, \quad \lambda_2 = \bar{\mu}_2, \quad \lambda_3 = \bar{\mu}_3, \quad \lambda_4 = \bar{\mu}_4 - 3\bar{\mu}_2^2; \\ \lambda_5 &= \bar{\mu}_5 - 10\bar{\mu}_2\bar{\mu}_3, \quad \lambda_6 = \bar{\mu}_6 - (15\bar{\mu}_2\bar{\mu}_4 + 10\bar{\mu}_3^2) + 30\bar{\mu}_2^3; \\ \lambda_7 &= \bar{\mu}_7 - (21\bar{\mu}_2\bar{\mu}_5 + 35\bar{\mu}_3\bar{\mu}_4) + 210\bar{\mu}_2^2\bar{\mu}_3; \\ \lambda_8 &= \bar{\mu}_8 - (28\bar{\mu}_2\bar{\mu}_6 + 56\bar{\mu}_3\bar{\mu}_5 + 35\bar{\mu}_4^2) + (420\bar{\mu}_2^2\bar{\mu}_4 + 560\bar{\mu}_3^2\bar{\mu}_2) - 630\bar{\mu}_2^4 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Отримані результати (5) точно відповідають залежностям для восьми кумулянт, які наведено в роботі [12]. Врахування кумулянт високого порядку дає змогу оцінити їх внесок у старших наближеннях для щільності розподілу хвильових ординат та з'ясувати їх вплив на збіжність асимптотичних рядів для характеристичної функції. Проте залежності для старших кумулянт різко ускладнюються.

**НЕЛІНІЙНЕ УЗАГАЛЬНЕННЯ КОРОТКОТЕРМІНОВИХ
РОЗПОДІЛІВ ОРДИНАТ МОРСЬКИХ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ**

Підстановка ряду (4) в формулу для щільності розподілу

$$p(\zeta_w) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(k) \exp(-ik\zeta_w) dk$$

призводить остаточно до узагальненої залежності для $p(\zeta_w)$ у вигляді

$$p(\zeta_w) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_\zeta}} \exp\left(-\frac{\zeta_w^2}{2\sigma_\zeta^2}\right) \cdot I(\zeta_w, \lambda_j), \quad (6)$$

де $\sigma_\zeta = \sqrt{D_\zeta} = \sqrt{\mu_2}$ – стандарт хвильових ординат, а множник $I(\zeta_w, \lambda_j)$ якраз і враховує нелінійні ефекти, оскільки перша частина формули (6) відповідає розподілу Гауса (1). Відповідно множник $I(\zeta_w, \lambda_j)$ в формулі (6) можна записати у вигляді

$$I(\zeta_w, \lambda_j) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{1}{2}\chi^2\right) \cdot \exp\left[\sum_{j=3}^m \frac{\tilde{\lambda}_j}{j!} (\tilde{\zeta} + i\chi)^j\right] d\chi, \quad (7)$$

де позначено нормовані величини $\tilde{\lambda}_j = \lambda_j / \sigma_\zeta^j$, $\tilde{\zeta} = \zeta_w / \sigma_\zeta$ та $\chi = (\sigma_\zeta k + i\tilde{\zeta})$.

Для оцінки інтеграла (7) знову розкладемо другу експоненту в ряд Тейлора та після інтегрування за змінною χ отримаємо для $I(\zeta_w, \lambda_j)$ залежність

$$I = 1 + \sum_{n=3}^m \frac{1}{n!} P_n(\tilde{\lambda}_j) \cdot E_n(\tilde{\zeta}), \quad (8)$$

де $P_n(\tilde{\lambda}_j)$ – алгебраїчні поліноми від кумулянт $\tilde{\lambda}_j$, та $E_n(\tilde{\zeta})$ – поліноми Ерміта, які при $n \leq 8$ мають вигляд

$$\left. \begin{aligned} P_3 &= \tilde{\lambda}_3, & P_4 &= \tilde{\lambda}_4, & P_5 &= \tilde{\lambda}_5, & P_6 &= \tilde{\lambda}_6 + 10\tilde{\lambda}_3^2; \\ P_7 &= \tilde{\lambda}_7 + 35\tilde{\lambda}_3 \cdot \tilde{\lambda}_4, & P_8 &= \tilde{\lambda}_8 + 56\tilde{\lambda}_3 \cdot \tilde{\lambda}_5 + 35\tilde{\lambda}_4^2 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} E_3 &= \tilde{\zeta}^3 - 3\tilde{\zeta}, & E_4 &= \tilde{\zeta}^4 - 6\tilde{\zeta}^2 + 3, & E_5 &= \tilde{\zeta}^5 - 10\tilde{\zeta}^3 + 15\tilde{\zeta}; \\ E_6 &= \tilde{\zeta}^6 - 15\tilde{\zeta}^4 + 45\tilde{\zeta}^2 - 15, & E_7 &= \tilde{\zeta}^7 - 21\tilde{\zeta}^5 + 105\tilde{\zeta}^3 - 105\tilde{\zeta}; \\ E_8 &= \tilde{\zeta}^8 - 28\tilde{\zeta}^6 + 210\tilde{\zeta}^4 - 420\tilde{\zeta}^2 + 105 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

**НЕЛІНІЙНЕ УЗАГАЛЬНЕННЯ КОРОТКОТЕРМІНОВИХ
РОЗПОДІЛІВ ОРДИНАТ МОРСЬКИХ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ**

Таким чином, узагальнений розподіл $p(\zeta_w)$ визначається множиною центральних моментів старших порядків або, у інших термінах, множиною кумулянт характеристичної функції. Для оцінки даних величин існує декілька шляхів. По-перше, якщо експериментально було отримано щільність розподілу, який охоплює й екстремальні рівні хвильових ординат, то за базовими формулами згідно (3) слід розрахувати моменти розподілу, потім кумулянти за формулами (5) і, нарешті, нелінійну поправку згідно (8)-(10). Більш загальним є інший шлях, коли отримано серію експериментальних розподілів для різних хвильових режимів і на цій множині встановлено залежність кумулянт від параметрів режиму нерегулярних хвиль. Цім шляхом пішли американські дослідники [12], які у хвильовому басейні NASA Wallops Flight Center (США) змоделювали велику серію нерегулярних хвильових режимів різної інтенсивності та встановили зв'язок між кумулянтами та параметром інтенсивності режиму – характерною крутістю нерегулярних хвиль $\delta_m = \sigma_\zeta / \lambda_m$, де λ_m довжина енергомійких хвиль, яка відповідає максимуму частотного хвильового спектру. Відповідні апроксимаційні формули для кумулянт у термінах характерної крутості хвильових схилів $\delta_\zeta = 2\pi\delta_m$ мають вигляд [12]

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\lambda}_3 &= 4\delta_\zeta, & \tilde{\lambda}_4 &\sim -(0,1 \div 0,4), & \tilde{\lambda}_5 &= -17,5\delta_\zeta; \\ \tilde{\lambda}_6 &= -127\delta_\zeta^2; & \tilde{\lambda}_7 &= 120\delta_\zeta; & \tilde{\lambda}_8 &= 3,8 \cdot 10^3 \delta_\zeta^2 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

де характерна крутість $\delta_\zeta = 0,020 \div 0,24$. Якщо виходити із співвідношення $h_{3\%} \cong 5,3\sigma_\zeta$, то для інтенсивних хвильових режимів при $h_{3\%} \sim 15 \div 20$ м матимемо значення $\sigma_\zeta \sim 2,8 \div 3,8$ м і при $\lambda_m \sim 150 \div 200$ м крутість δ_ζ буде в межах $0,012 \div 0,19$, що відповідає інтервалу апроксимацій (11).

Третій і, з нашого погляду, найбільш ефективний шлях полягає у теоретичній оцінці моментів розподілу з використанням базових формул (3), як це було зроблено у роботі [14] для перших чотирьох моментів. З цією метою використаємо для реалізації $\zeta_w(x, t)$ нелінійну групову модель вільних хвиль шостого порядку за нелінійністю (хвиль Стокса) [15] з повільно змінною обвідною амплітуд $a(x, t)$ та модуляціями фазової координати $\theta(x, t)$ в околі середньої фази $\theta_m = k_m x + \sqrt{gk_m} t$, визначеної на довжині хвиль λ_m , $k_m = 2\pi/\lambda_m$. Це дає змогу записати

$$\zeta_w(x, t) = \frac{1}{2} h_w \sum_{n=1}^6 a_n(\varepsilon x, \varepsilon t) \cos n\theta(x, t, \varepsilon),$$

**НЕЛІНІЙНЕ УЗАГАЛЬНЕННЯ КОРОТКОТЕРМІНОВИХ
РОЗПОДІЛІВ ОРДИНАТ МОРСЬКИХ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ**

де $a_n, n \geq 2$ – повільно змінні амплітуди кратних зв’язаних гармонік, які визначаються нелінійними залежностями через амплітуду першої базової гармоніки $a \equiv a_1$; ε – малий параметр, який визначає повільність модуляції обвідної амплітуд та збурення фазової координати. Відповідні залежності мають вигляд [15]

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= a = 1 - \frac{3}{8}\delta_w^2 + \frac{211}{192}\delta_w^4 + \dots, & a_2 &= \frac{1}{2}\delta_w \left(1 + \frac{2}{3}\delta_w^2 - \frac{11}{24}\delta_w^4 + \dots \right), \\ a_3 &= \frac{3}{8}\delta_w^2 \left(1 + \frac{287}{144}\delta_w^2 + \dots \right), & a_4 &= \frac{1}{3}\delta_w^3 \left(1 + \frac{127}{60}\delta_w^2 + \dots \right), \\ a_5 &= \frac{125}{386}\delta_w^4 (1 + \dots), & a_6 &= \frac{27}{80}\delta_w^5 (1 + \dots) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

де $\delta_w = k_m h_w / 2$ – крутість хвильового профілю, яка зв’язана з крутістю схилу першої гармоніки $k_m a$ залежністю

$$\delta_w = k_m a + 3(k_m a)^3 / 8 + 3(k_m a)^5 / 2 + \dots$$

Тоді центральні моменти $\bar{\mu}_n$ розраховують за формулою

$$\bar{\mu}_n = \int_{-\infty}^{\infty} (\zeta_w - m_\zeta)^n p(\zeta_w) d\zeta_w = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} (\zeta_w(a, \theta) - m_\zeta)^n p(a, \theta) da d\theta,$$

де $p(a, \theta)$ – щільність спільного розподілу випадкових величин a і θ .

Далі знехтуємо через малість середнім значенням m_ζ та будемо вважати, що амплітуда першої гармоніки a і фаза θ у першому наближенні є статистично незалежні між собою випадкові величини, які визначаються розподілом Релея з параметром σ_a та рівномірним розподілом в інтервалі $[0; 2\pi]$ відповідно.

Через значну трудомісткість перетворень було отримано тільки перші шість моментів $\bar{\mu}_n$ у вигляді

$$\left. \begin{aligned} \bar{\mu}_1 &\equiv 0, \bar{\mu}_2 = \sigma_a^2 (1 + \delta_a^2 + 18\delta_a^4) + O(\delta_a^6), \bar{\mu}_3 = 3\sigma_a^3 \delta_a (1 + 12\delta_a^2) + O(\delta_a^5); \\ \bar{\mu}_4 &= 3\sigma_a^4 (1 + 9\delta_a^2) + O(\delta_a^4), \bar{\mu}_5 = 30\sigma_a^5 \delta_a + O(\delta_a^3), \bar{\mu}_6 = 15\sigma_a^6 + O(\delta_a^2) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

де $\delta_a = 2\pi\sigma_a / \lambda_m$ – характерна крутість схилу першої гармоніки.

**НЕЛІНІЙНЕ УЗАГАЛЬНЕННЯ КОРОТКОТЕРМІНОВИХ
РОЗПОДІЛІВ ОРДИНАТ МОРСЬКИХ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ**

Для отримання старших кумулянт до восьмого порядку включно уточнимо старші моменти $\bar{\mu}_5 \dots \bar{\mu}_8$ наступним чином

$$\left. \begin{aligned} \bar{\mu}_5 &= 30\sigma_a^5 \delta_a (1 + v_5 \delta_a^2), & \bar{\mu}_6 &= 15\sigma_a^6 (1 + v_6 \delta_a^2), \\ \bar{\mu}_7 &= v_7^o \sigma_a^7 \delta_a (1 + v_7 \delta_a^2), & \bar{\mu}_8 &= 105\sigma_a^8 (1 + v_8 \delta_a^2) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

де множники V_j визначимо екстраполяцією залежностей (13) та узгодженням теоретичних оцінок для кумулянт з експериментальними даними (11). В результаті для множників в (14) маємо

$$v_5 \approx -3, v_6 \approx 22, v_7^o \approx 435, v_7 \approx 15, v_8 \approx 74.$$

Якщо ще перевизначити стандарт першої амплітуди σ_a через стандарт повного хвильового профілю $\sigma_\zeta = \sqrt{\bar{\mu}_2}$ за допомогою першої формули в (13), то остаточно теоретичні оцінки для перших восьми кумулянт матимуть вигляд

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\lambda}_3 &= 3\delta_\zeta (1 + 10\delta_\zeta^2), & \tilde{\lambda}_4 &= 0 + 21\delta_\zeta^2, & \tilde{\lambda}_5 &= \delta_\zeta (0 - 480\delta_\zeta^2); \\ \tilde{\lambda}_6 &= 0 - 120\delta_\zeta^2, & \tilde{\lambda}_7 &= 45\delta_\zeta (1 + 40\delta_\zeta^2), & \tilde{\lambda}_8 &= 0 + 3780\delta_\zeta^2 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

де, нагадаємо, $\tilde{\lambda}_j = \lambda_j / \sigma_\zeta^j$ та нулями показано відсутність членів базового порядку для відповідних кумулянт.

Порівняння теоретичних оцінок (15) з результатами апроксимації модельних випробувань у басейні (11) показує графіки для окремих кумулянт, взяті з роботи [12]) (див. нижче рис. 3 а-г).

а) результати для кумулянт $\tilde{\lambda}_3$, $\tilde{\lambda}_6$ та $\tilde{\lambda}_8$ досить добре узгоджуються в інтервалі апроксимації $\delta_m \leq 0,04$ ($h_{3\%} / \lambda_m \leq 1/8$); при цьому експериментальні дані мають значні діапазони розсіяння, що може свідчити, зокрема, про чутливість чисельних значень кумулянт до хвильових умов;

б) кумулянта $\tilde{\lambda}_4$ згідно (15) є додатною, тоді як експерименти згідно з роботою [12] дали від'ємні значення, хоч за натурними даними Кінсмена [12] при $\delta_m \approx 0,007$ (значки Δ на рис. 5 а значення $\tilde{\lambda}_4$ розсіяно в межах $\pm 0,45$;

НЕЛІНІЙНЕ УЗАГАЛЬНЕННЯ КОРОТКОТЕРМІНОВИХ
РОЗПОДІЛІВ ОРДИНАТ МОРСЬКИХ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ

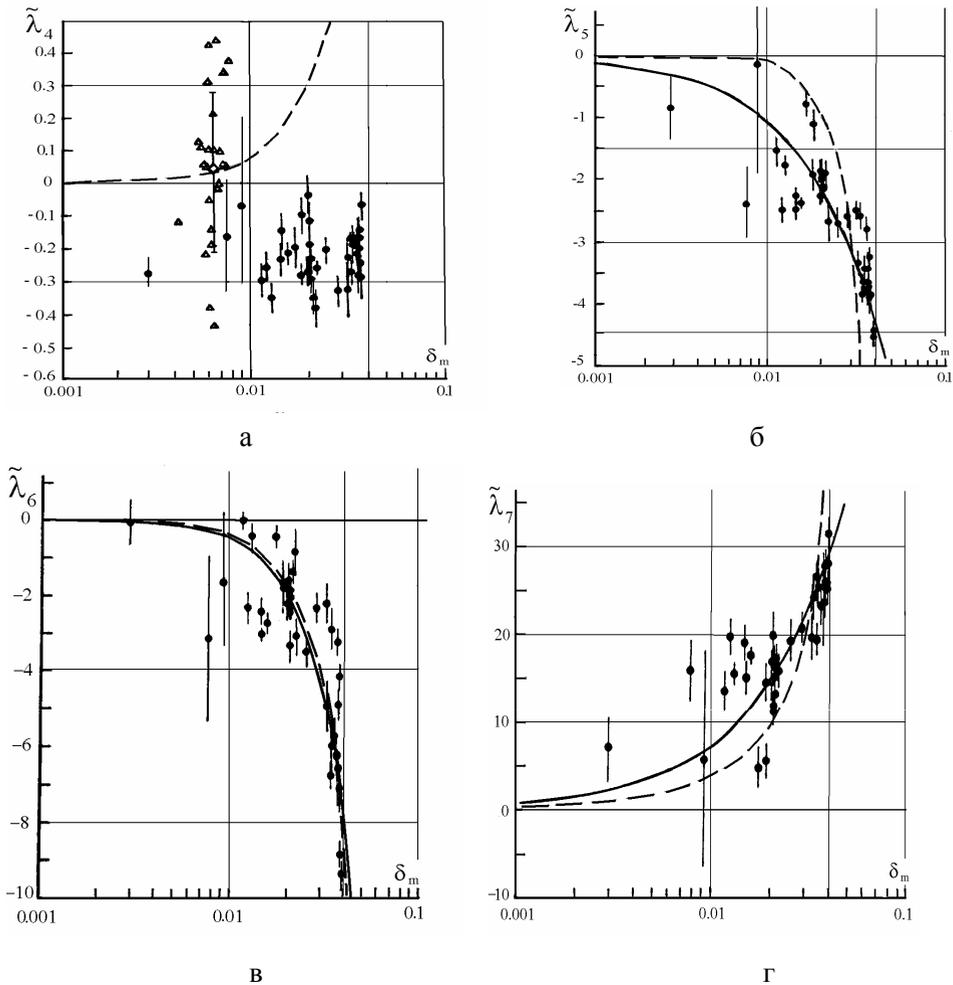


Рис. 3. Порівняння теоретичних оцінок для кумулянт (пунктир) та даних модельних експериментів у хвильовому басейні (суцільна лінія)

в) теоретичне значення кумулянти $\tilde{\lambda}_5$ змінюється за кубічним законом, на відміну від лінійної апроксимації даних модельних експериментів в (12), і тому при $\delta_m \leq 0,02$ має місце досить значна розбіжність теоретичних оцінок по відношенню до експериментальних даних (рис. 5 б).

Таким чином, отримані результати показують, що теоретичний підхід до оцінок кумулянт характеристичної функції розподілу хвильових ординат може давати плідні результати, але при цьому потрібно мати якісні нелінійні гідродинамічні моделі високого порядку за нелінійністю для вітрових хвиль.

НЕЛІНІЙНЕ УЗАГАЛЬНЕННЯ КОРОТКОТЕРМІНОВИХ РОЗПОДІЛІВ ОРДИНАТ МОРСЬКИХ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ

На завершення статті звернемо увагу ще на декілька моментів. По-перше, залежності для дев'ятої – дванадцятої кумулянт (які також було отримано, але в межах статті вони не розглядалися) показують на різке зростання значень кумулянт та поліномів типу (9). Тому, по-друге, важливим питанням є збіжність асимптотичного ряду (8), який визначає нелінійну поправку. І, по-третє, для отримання узагальнених розподілів для амплітуд та висот хвиль потрібно мати тривимірні розподіли $p(\zeta_w, \xi_w, \xi_w)$ [3; 5]. Проведені дослідження показують, що і в цьому випадку техніка асимптотичної оцінки характеристичної функції розподілу також може забезпечити отримання відповідних результатів, проте математична сторона побудови алгоритмів суттєво ускладнюється.

Висновки

1. Оцінка узагальнених нелінійних розподілів для хвильових ординат із застосуванням асимптотичних рядів типу Грама-Шарльє-Еджворта є досить ефективною технологією, але отримання старших кумулянт (десь вище восьмої) пов'язане із досить трудомісткими алгебраїчними перетвореннями.

2. Отримання моментів розподілення та, відповідно, й кумулянт на основі теоретичних оцінок, виходячи навіть з відносно простої моделі груп хвиль Стокса VI порядку за нелінійністю, дає результати, які загалом непогано узгоджуються із незалежними експериментальними даними. Подальша робота на цьому шляху потребує більш загальних нелінійних гідродинамічних моделей високого порядку для нерегулярних вітрових хвиль.

3. Важливим питанням є збіжність асимптотичного ряду для характеристичної функції розподілу, оскільки із зростанням порядку кумулянт суттєво починають зростати їх чисельні значення, що негативно впливає на збіжність асимптотичних рядів.

ЛІТЕРАТУРА

1. *Внешние силы, действующие на суда: Современное состояние и пути решения за рубежом проблемы внешних сил, действующих на суда.* – Л.: ЦНИИ Румб, 1976. – 135 с.
2. *Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А. Ветровое волнение как вероятностный гидродинамический процесс.* – Л.: Гидрометеоздат, 1978. – 286 с.
3. *Ochi M.K., Bolton W.E. Statistics for Prediction of Ship Performance in a Seaway // Int. Shipb. Progr.* – 1973. – Vol. 20. – № 222, 224, 229. – 89 p.
4. *Бойцов Г.В., Палий О.М. Прочность и конструкция корпусов судов новых типов.* – Л.: Судостроение, 1979. – 359 с.

**НЕЛІНІЙНЕ УЗАГАЛЬНЕННЯ КОРОТКОТЕРМІНОВИХ
РОЗПОДІЛІВ ОРДИНАТ МОРСЬКИХ ВІТРОВИХ ХВИЛЬ**

5. Екимов В.В. *Вероятностные методы в строительной механике корабля.* – Л.: Судостроение, 1966. – 327 с.
6. Ochi M.K., Eckhoff M.A. *Prediction of wave height based on half-circle excursion analysis // Ocean Enging.* – 1984. – Vol. 11. – № 6. – P. 581-591.
7. Takezawa S., Kasahara A. *On Statistical Properties of Artificial Irregular Water Waves // J. Kansai Soc. Nav. Arch. Jap.* –1984. – № 195. – P. 1–15.
8. Иванов В.А., Доценко С.Ф. *Волны-убийцы.* – Севастополь: МГИ НАН Украины, 2006. – 42 с.
9. Cavaleri L., De Filippi P.L., Grancini G.F., *Extreme wave conditions in the Tyrrhenian sea // Ocean Enging.* – 1986. – Vol. 13. – № 2. – P. 157-180.
10. Muir L.R., El-Shaarawi A.H. *On the calculation of the extreme wave heights: a review // Ocean Enging.* – 1986. – Vol. 13. – № 1. – P. 93-118.
11. Trulsen K. *Simulation the Spatial Evolution of the Measured Time series of freak Wave // Proceed. of 2-nd Conf. “Rogue Waves 2004”.* – Brest, France, 2004. – P. 254-263.
12. Huang N.E., Long S.R. *An experimental study of the surface elevation probability distribution and statistics of wind-generated waves // J. Fluid Mech.* – 1980. – Vol. 101. Part 4. – P. 179-200.
13. Ефимов В.В., Соловьев Ю.П. *Низкочастотные колебания уровня моря и групповая структура ветровых волн // Изв. АН СССР (Сер. ФАО).* – 1984. – Т. 20. – № 10. – С. 985-994.
14. Srokosz M.A., Longuet-Higgins M.S. *On the skewness of sea-surface elevation // J. Fluid Mech.* – 1986. – Vol. 156. – P. 487-497.
15. Сердюченко А.Н., Румянцева И.Б. *Гидродинамические характеристики волн Стокса, близких к предельным // Судостроение: Респуб. межвед. научн.-техн. сб.* – Київ-Одеса: Вища школа, 1987. – Вип. 36. – С. 19-23.

Надійшла 20.07.09

РАЗМЕРНАЯ МОДЕРНИЗАЦИЯ ЛЕСОВОЗОВ ТИПА «ПАВЛИН ВИНОГРАДОВ»

Рассмотрены особенности одного из наиболее эффективных путей продления ресурса судов – размерной модернизации на примере переоборудования лесовоза типа «Павлин Виноградов».

Rozглянуто особливості одного з найбільш ефективних шляхів продовження ресурсу суден – розмірної модернізації на прикладі переукомплектування лісовоза типу «Павлін Виноградов».

The features of one of the most effective ways of extension of vessel's life – size modernization are considered on the example of re-equipment of the «Pavlin Vinogradov» type timber carrier.

Ключевые слова: суда, переоборудование, размерная модернизация, прочность, эффективность, увеличение дедевейта

Отечественные судовладельцы поставлены существующей в экономике ситуацией в очень сложные условия. Дорогие кредиты с одной стороны и необходимость развиваться, чтобы удержать позиции на рынке, с другой стороны, вынуждают искать помимо судостроения, другие более дешевые пути увеличения эффективности и сохранения надежности имеющегося флота.

Среди таких путей наиболее распространены:

- капитальный ремонт (повышение уровня надежности при сохранении главных характеристик судна и года постройки);
- обновление (повышение надежности с восстановлением прочности корпуса до уровня, соответствующего судну после 5, 10 или 15 лет эксплуатации с сохранением главных характеристик судна и года постройки);
- модернизация (изменение главных характеристик судна с сохранением года постройки);
- конверсия (изменение главных характеристик судна с новым годом постройки).

В работах [1, 2, 3] рассматривались основные особенности каждого из перечисленных выше путей продления срока службы судов, однако следует иметь в виду, что помимо общих подходов судовладельцу интересны конкретные решения, которые можно будет применить для принадлежащих им судов.

Целью настоящей статьи является рассмотрение технических особенностей одного из наиболее эффективных путей продления ресурса судов – размерной модернизации. Это рассмотрение проведено на примере переоборудования лесовоза типа «Павлин Виноградов».

Судоходная компания ОАО «Северное морское пароходство» (СМП) эксплуатирует несколько судов-лесовозов типа «Павлин Виноградов» неограниченного плавания, приспособленных для плавания в аркти-

РАЗМЕРНАЯ МОДЕРНИЗАЦИЯ ЛЕСОВОЗОВ ТИПА «ПАВЛИН ВИНОГРАДОВ»

ческих водах. Серия судов-лесовозов дедвейтом около 7075 тонн была построена в Польше в 1987-1991 годах на судоверфи в Гданьске (проект В352).

Лесовоз проекта В352 типа «Павлин Виноградов» представляет собой однопалубное, одновинтовое грузовое судно, без седловатости палубы, с удлиненным баком, ютом, с наклонным ледокольным форштевнем и транцевой кормой, двойным дном, двойными бортами, с машинным отделением и жилой надстройкой в кормовой части, с 4 грузовыми трюмами, с четырьмя грузовыми кранами, приспособленными для спаренной работы (носовая пара обслуживает короткие трюма № 1 и 2, кормовая пара – более длинные трюма № 3 и 4). Судно имеет характерную трапециевидную форму сечения мидель-шпангоута. Трюма ящичной формы приспособлены как для перевозки пакетированных лесных грузов, так и контейнеров международного стандарта.

Эти суда, спроектированные 20 лет назад, недостаточно соответствуют потребностям фрахтового рынка. Поэтому Заказчиком была поставлена перед Морским Инженерным Бюро (Одесса) задача модернизации имеющихся у компании судов проекта В352 для увеличения их фактической провозоспособности.

Специалистами Бюро были проработаны три варианта (см. рис. 1) с различными объемами модернизационных работ:

Вариант 1 удлинения трюма № 2 вставкой новой секции длиной 8,4 м. При этом грузовой люк трюма № 2 увеличивался до размеров люков трюмов № 3 и № 4 (для унификации размеров трюмов). Обеспечивая минимальный объем модернизации (по металлоемкости), вариант не требовал подкреплений существующих корпусных конструкций.

Вариант 2 удлинения судна вставкой новой секции длиной 24,5 м в районе трюма № 3. Удлинение на один трюм, аналогичный размерам трюмов № 3 и № 4 (увеличение числа трюмов с 4-х до 5-ти), приводило к значительному объему модернизации и требовало подкреплений существующих корпусных конструкций для обеспечения общей продольной прочности судна.

Вариант 3 удлинения судна вставкой новой секции длиной 24,5 м в районе трюма № 3 как в варианте 2, с подъемом комингсов грузовых люков трюмов № 2-5. За счет изменения геометрии поперечного сечения судна обеспечивалось одновременное увеличение стандарта общей прочности, дедвейта и грузовместимости трюмов.

Установка новой секции во всех вариантах производилась в районе цилиндрической вставки. В варианте 1 судно разрезалось в сечении, расположенном у кормовой переборки трюма № 2 (крайнее носовое сечение цилиндрической вставки), по второму и третьему варианту – у кормового поперечного комингса трюма № 3.

Во всех вариантах изготавливалось новое люковое закрытие, аналогичное существующим люковым закрытиям трюмов № 3 и № 4. Для

РАЗМЕРНАЯ МОДЕРНИЗАЦИЯ ЛЕСОВОЗОВ ТИПА «ПАВЛИН ВИНОГРАДОВ»

варианта 1 — это замена существующего люкового закрытия трюма № 2, а для вариантов 2 и 3 — люковое закрытие вновь образуемого трюма.

Для вариантов 2 и 3 дополнительно требуется установка грузового крана, обслуживающего вновь образованный трюм.

Сравнение характеристик существующего судна проекта В352 и расчетных судов после модернизации по рассмотренным вариантам выполнено в таблице 1.

Анализ проработки технико-эксплуатационных характеристик вариантов показал, что, несмотря на наибольший объем модернизационных работ, вариант 3 (проект DCV22) обладает наилучшими показателями прироста как в абсолютных величинах, так и относительных на единицу затрат по модернизации.

В итоге решено было проводить модернизацию судна по проекту DCV22.

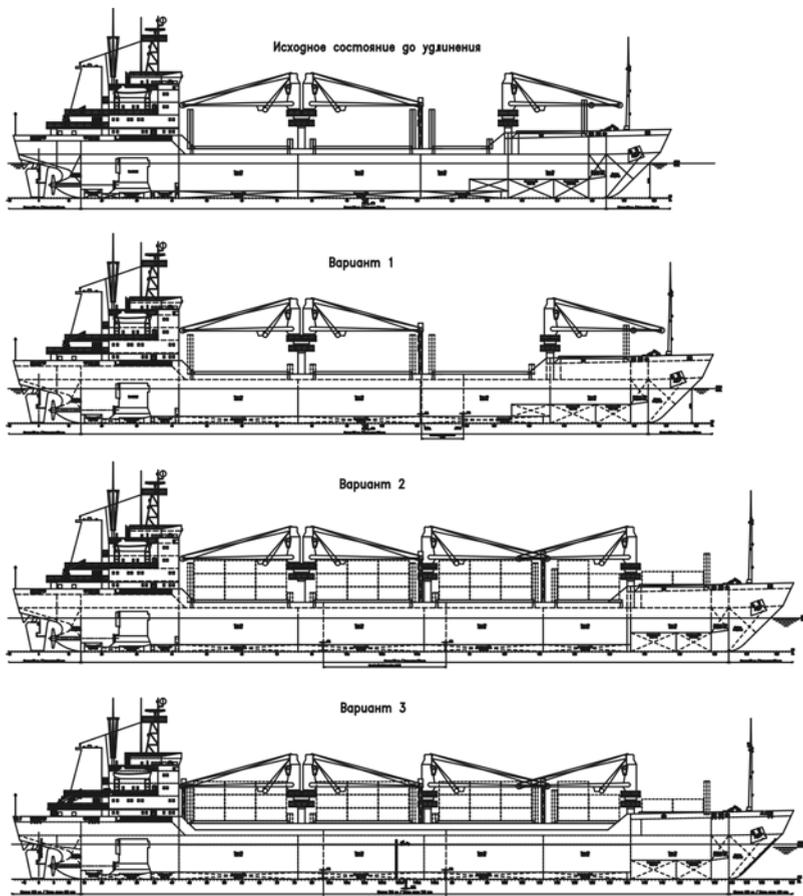


Рис. 1. Боковые виды исходного судна проекта В352 и проекта удлинения DCV22 в вариантах удлинения на 8,4 м (вариант 1) и 24,5 м (варианты 2 и 3)

**РАЗМЕРНАЯ МОДЕРНИЗАЦИЯ ЛЕСОВОЗОВ
ТИПА «ПАВЛИН ВИНОГРАДОВ»**

В основу проекта заложена идея размерной модернизации (удлинения) судна на один трюм (с 4-х до 5-ти) за счет установки цилиндрической вставки длиной 24,5 м и применения высоких (2,4 м с учетом существующих) непрерывных продольных комингсов люков, которые позволяют за счет существенного увеличения высоты сечения одновременно увеличить стандарт общей прочности корпуса судна, вместимость трюмов и грузоподъемность судна (см. рис. 2).

Табл. 1

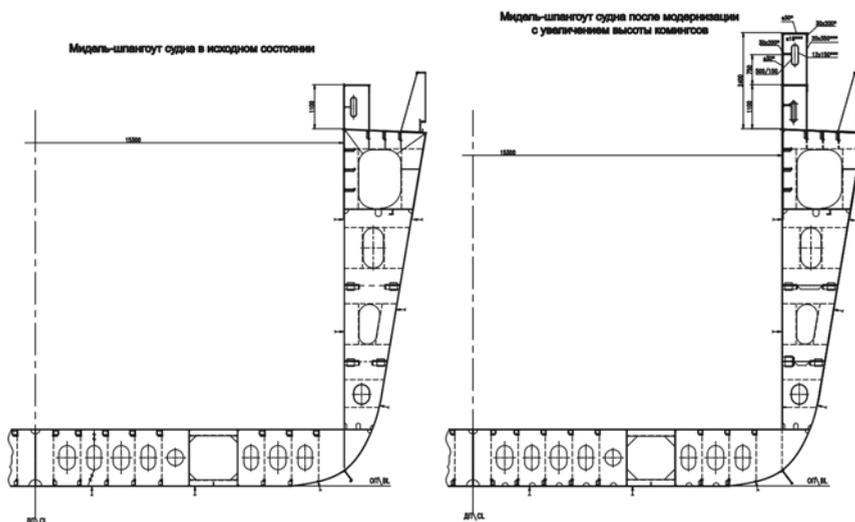
*Сравнение вариантов модернизации (проект DCV22)
судов типа «Павлин Виноградов» пр. В352*

Характеристики	Исходное состояние судна	Удлинение на 8,4 м	Удлинение на 24,5 м (подкрепление накладными полосами)	Удлинение на 24,5 м и подъем комингсов
Длина наибольшая, м	131,60	140,00	156,10	156,10
Длина между перпендикулярами, м	122,00	130,40	146,50	146,50
Ширина расчетная, м	19,30	19,30	19,30	19,30
Высота борта, м	8,80	8,80	8,80	8,80
Осадка по ЛГВЛ ($\gamma = 1,025 \text{ т/м}^3$), м	7,00	6,975	6,728	7,00
Дедвейт при осадке по ЛГВЛ ($\gamma = 1,025 \text{ т/м}^3$), около т	7 075	7 900	8 740	9 380
Вместимость грузовых трюмов (зерновая), м ³	10 076	11 145	13 166	14 180
Контейнеровместимость TEU, шт.	272	334	392	403
Масса металла устанавливаемых конструкций (без люковых крышек)	-	128	489	553
Прирост дедвейта, т, %	-	825 (11,7)	1665 (23,5)	2305 (32,5)
Прирост грузоместимости, м ³ , %	-	1069 (21,5)	3090 (30,7)	4104 (40,7)

РАЗМЕРНАЯ МОДЕРНИЗАЦИЯ ЛЕСОВОЗОВ ТИПА «ПАВЛИН ВИНОГРАДОВ»

Шпация и система набора устанавливаемой цилиндрической вставки сохраняются такими же как у существующих конструкций.

Высота продольных и поперечных комингсов грузовых трюмов на главной палубе увеличивается до 2400 мм путем установки новых комингсов высотой 1300 мм на существующие комингсы высотой 1100 мм.



*Рис. 2. Мидель-шпангоут исходного судна проекта В352
и проекта DCV22 с подъемом комингсов на 1,3 м*

Благодаря подъему комингсов на удлиненном судне достигнута осадка по летнюю грузовую марку в 7,0 м как у судна до удлинения при полном соответствии требованиям Международной Конвенции о грузовой марке (МК 66).

Минимальный надводный борт судна назначен в соответствии с МК 66 как для сухогрузного судна с уменьшенным надводным бортом («В-60»). Для перехода на бак в штормовую погоду использовано съемное леерное ограждение на люковых крышках.

Расчетный дедвейт судна при осадке по летнюю грузовую марку в результате модернизации увеличивается на 32,5 % до 9380 т. Суммарная вместимость 5-ти трюмов составляет 14180 м³ (увеличение на 41 %). Значительно большее количество пакетов леса теперь будет перевозиться внутри защищенного пространства трюмов.

Остойчивость судна во всех эксплуатационных случаях загрузки удовлетворяет требованиям Правил РС.

В результате удлинения судна и соответственного увеличения его водоизмещения мощность главного двигателя уже не соответствовала требуемой Правилами РС для ледовой категории УЛ. Замена главного двигателя на более мощный в данном случае была признана нецелесооб-

РАЗМЕРНАЯ МОДЕРНИЗАЦИЯ ЛЕСОВОЗОВ ТИПА «ПАВЛИН ВИНОГРАДОВ»

разный, и по согласованному с Заказчиком решению судну назначена ледовая категория Л1.

После удлинения судну назначается класс Российского Морского Регистра судоходства КМ ★ Л1 1 А2.

Произведенный расчет характеристики снабжения показал, что существующее якорно-швартовое устройство в составе:

- 2 электроприводные швартовные лебедки с брашпильными приставками;

- 3 якоря Холла массой 3800 кг каждый (в том числе один запасной);

- якорная цепь 54 калибра (категория 2) общей длиной 522,5 м, удовлетворяет требованиям Правил РС и сохраняется без изменений.

Судно дооборудуется дополнительным грузовым краном грузоподъемностью 8 т при вылете стрелы 25 м производства фирмы SORMEC (Италия) в районе межлюковой перемишки грузовых трюмов № 3 и 4. Грузовой кран предназначен для обслуживания грузового трюма № 3.

Для вновь образованного грузового трюма № 4 устанавливается новое люковое закрытие, конструкция которого аналогична существующим.

В связи с увеличением длины судна на баке устанавливается дополнительный спасательный плот вместимостью 6 человек.

Объем балластных танков после модернизации увеличился до 2962 м³.

Для осуществления проекта удлинения была выбрана верфь Chengxi (расположена на реке Янцзы, КНР). Данная верфь к этому времени уже имела опыт удлинения судов типа «Дмитрий Донской» Мурманского морского пароходства.

Для сокращения сроков модернизации вновь устанавливаемая цилиндрическая вставка была изготовлена и собрана на береговой стапельной площадке еще до прибытия судна на верфь.

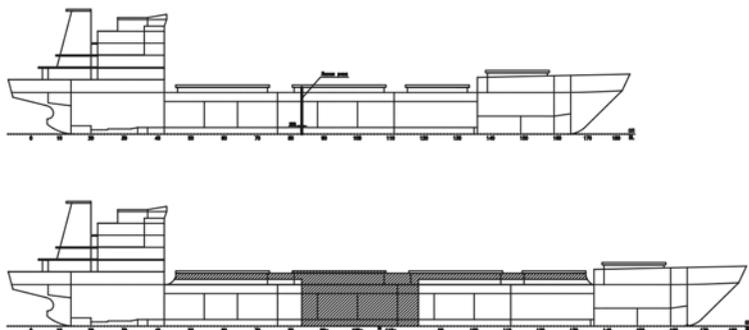
По прибытии судна на верфь был произведен необходимый демонтаж оборудования и конструкций, включая люковые закрытия в месте разреза корпуса судна.

Затем судно было поставлено в плавучий док, где было разрезано в районе 83 шп. (в нос от кормового поперечного комингса третьего трюма, см. рис. 3).

С помощью плавкрана изготовленная цилиндрическая вставка длиной 24,5 м была доставлена в док и состыкована с разрезанными частями судна.

В результате существующий трюм № 4 стал трюмом № 5. Были выполнены также установка новых продольных комингсов грузовых люков трюмов 2-5 (увеличение высоты существующих комингсов на 1,3 м до общей высоты 2,4 м).

РАЗМЕРНАЯ МОДЕРНИЗАЦИЯ ЛЕСОВОЗОВ ТИПА «ПАВЛИН ВИНОГРАДОВ»



*Рис. 3. Схема расположения разреза судна
и участков вновь устанавливаемых конструкций*

Всего установлено около 625 т новых корпусных конструкций (включая цилиндрическую вставку). Рациональное применение вновь устанавливаемых конструкций позволило избежать необходимости установки подкреплений существующих конструкций для обеспечения общей продольной прочности удлиненного судна.

Люковые закрытия створчатые типа «Мак Грегор» с существующими люковыми крышками вместе с гидроцилиндрами и устройствами перенесено на новые комингсы. Люковое закрытие вновь образованного трюма изготовлено аналогично существующим для трюмов 3 и 4.

После модернизации судно представляет собой (см. рис. 4) однопалубное, одновинтовое грузовое судно с 5 грузовыми трюмами, двойным дном, двойными бортами, с удлиненным баком, ютом, кормовым расположением машинного отделения и жилой надстройкой.

Сухогруз предназначен для транспортировки генеральных, навалочных, лесных, зерновых и крупногабаритных грузов и контейнеров, опасных грузов.

Основные характеристики судна и его грузовых помещений после модернизации приведены в табл. 2 и в табл. 3.

Спуск на воду т/х «Инженер Плавинский» был осуществлен 21 декабря 2007 года.

Ходовые испытания проводились в январе 2008 года на внешнем рейде порта Шанхай в условиях восточного ветра до 12 м/сек и высоты волны 2-3 метра.

В ходе испытаний определялся диаметр циркуляции, выбег, поведение судна при маневре зигзаг с переключкой руля с борта на борт на 10 и 20 градусов, скорость на полном, среднем и малом ходах, был выполнен маневр Вильямсона.

Каждый элемент повторялся несколько раз, данные о ходкости, поворотливости при помощи GPS заносились в компьютер, туда же вносились информация из МО о мощности и оборотах ГД, где верфью была

**РАЗМЕРНАЯ МОДЕРНИЗАЦИЯ ЛЕСОВОЗОВ
ТИПА «ПАВЛИН ВИНОГРАДОВ»**

установлена аппаратура для фиксирования мощности на валу, а также информации о гидрометеоусловиях.

Таблица 2

Основные характеристики судна проекта DCV22

Класс РС	КМ ★ L1 1 AUT2 Timber carrier
Длина наибольшая, м	156,10
Длина конвенционная, м	147,04
Длина расчетная по Правилам РС, м	143,70
Длина между перпендикулярами, м	146,50
Ширина расчетная, м	19,30
Ширина по КВЛ, м	18,70
Высота борта, м	8,80
Осадка по ЛГВЛ ($\gamma = 1,025 \text{ т/м}^3$), м	7,00
Дедвейт при осадке по ЛГВЛ ($\gamma = 1,025 \text{ т/м}^3$), т	9 382
Вместимость грузовых трюмов (зерновая), м ³	14 557
Вместимость контейнеров TEU, шт.	403

Таблица 3

Характеристики грузовых помещений судна проекта DCV22

Наименование	Шпангоут	Вместимость, м ³		Площадь, м ²	Допускаемое давление, т/м ²
		зерновая	киповая		
Трюм 1	136-159	1890,9	1643,0	199	8,5
Трюм 2	111-136	2340,8	2257,9	265	8,5
Трюм 3	112а-111	3379,8	3271,6	373	8,5
Трюм 4	76-112а	3542,1	3428,8	379	8,5
Трюм 5	42-76	3403,9	3307,6	364	8,5
Всего	42-159	14557,5	13908,9	1580	
Крышки люков					
Трюм 1					1,75
Трюм 2,3,4,					2,2

В результате удлинения судно стало более устойчивым на курсе, хорошо слушалось руля.

Двигатель во время испытаний отработал без замечаний. Работа рулевой машины выдерживалась на всех режимах. Скорость судна, несмотря на увеличение водоизмещения, не изменилась.

19 января 2008 года ОАО «Северное морское пароходство» приняло в эксплуатацию многоцелевой сухогруз неограниченного района плавания с ледовой категорией Л1 «Инженер Плавинский». Это первое судно типа «Павлин Виноградов», которое прошло размерную модернизацию по проекту Морского Инженерного Бюро DCV22.

РАЗМЕРНАЯ МОДЕРНИЗАЦИЯ ЛЕСОВОЗОВ ТИПА «ПАВЛИН ВИНОГРАДОВ»

Пройдя Суэцким каналом в начале марта 2008 г. судно пришло в Европу, где был установлен закупленный в Италии грузовой кран для вновь образованного трюма № 3.

В итоге был получен сухогруз дедвейтом 9380 тонн, предназначенный для транспортировки генеральных, навалочных, лесных, зерновых и крупногабаритных грузов и контейнеров, опасных грузов.

Выводы

1. Впервые на морском судне удлинению корпуса сопутствовал подъем высоты продольных комингсов, участвующих в общей продольном изгибе, что позволило увеличить дедвейт на 33% и грузовместимость на 41% при сохранении прежней скорости судна, расхода топлива, прежней осадки и существующего класса.

2. Оказалось значительно более эффективным нарастить высоту поперечного сечения, чем утолщать существующие конструкции или применять накладные полосы.

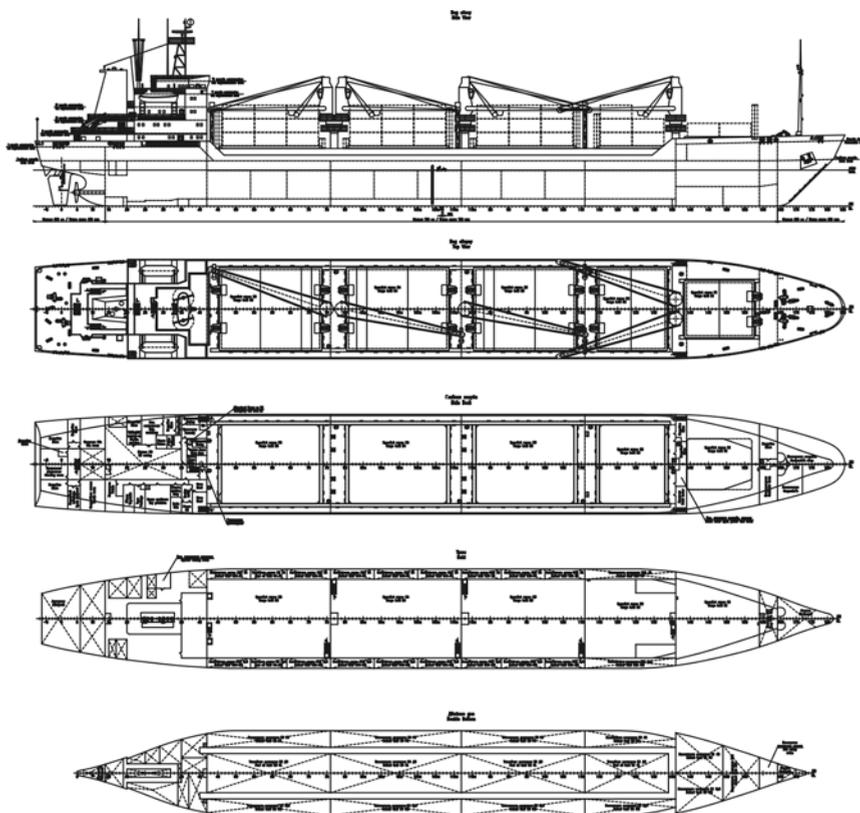


Рис. 4. Схема общего расположения т/х «Инженер Плавинский» после модернизации по проекту DCV22

РАЗМЕРНАЯ МОДЕРНИЗАЦИЯ ЛЕСОВОЗОВ
ТИПА «ПАВЛИН ВИНОГРАДОВ»

ЛИТЕРАТУРА

1. Егоров Г.В. Проектирование судов ограниченных районов плавания на основании теории риска. – СПб.: Судостроение, 2007. – 384 с.
2. Егоров Г.В. К проблеме поддержания приемлемого уровня надежности и рентабельности существующих судов // Вісник ОНМУ. – Одеса: ОНМУ, 2002. – Вип. 9. – С. 72-88.
3. Егоров Г.В., Автутов Н.В. Общие подходы к строительству судов с использованием элементов судов – доноров // Зб. наук. праць НУК. – Миколаїв: НУК, 2007. – № 5. – С. 17-24.

Надійшла 11.05.09

АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОВРЕМЕННЫХ МАЛЫХ МОРСКИХ НЕФТЕХИМОВОЗОВ

Выполнен анализ основных характеристик малых (дедвейтом до 10000 тонн) морских нефтехимовозов. Предлагаются графические и аналитические зависимости для выбора главных размерений рассматриваемых судов в первом приближении.

Виконано аналіз основних характеристик малих (дедвейтом до 10000 тонн) морських нафтохімовозів. Пропонуються графічні і аналітичні залежності для вибору головних розмірів даних суден у першому наближенні.

The analysis of basic characteristics of small marine oil/chemical tankers (by a deadweight less than 10000 tons) is produced. Graphic and analytical dependences are offered for the determination of main dimensions of the examined courts in the first approaching.

Ключевые слова: проектирование, нефтехимовозы, главные размерения, малые суда неограниченного района плавания.

Постоянное увеличение добычи полезных ископаемых, в том числе сырой нефти, обуславливает необходимость транспортировки морем большого количества наливных грузов.

По статистическим данным сырая нефть составляет около 80 % наливных грузов. Остальные 20 % – продукты переработки нефти, жидкие химические продукты и сжиженный газ. В связи с развитием химической промышленности количество наливных химических грузов постоянно возрастает.

Современные наливные суда, предназначенные для перевозки химических грузов, проектируются, в основном, как нефтехимовозы и составляют свыше 80 % общего количества судов, перевозящих химические продукты. Менее 20 % судов проектируются для перевозки только химических грузов.

Среди малых морских судов неограниченного района плавания нефтехимовозы составляют от 90 % до 95 % общего количества судов, занятых перевозкой наливных химических грузов.

Несмотря на большое количество нефтехимовозов, флот которых насчитывает несколько сотен и продолжает увеличиваться благодаря постройке новых судов, до настоящего времени не разработана методика их проектирования.

В настоящей статье приведен анализ вместимости грузовых танков, главных размерений судов и их отношений, мощности главных двигателей и относительной скорости нефтехимовозов дедвейтом до 10000 тонн неограниченного района плавания.

АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОВРЕМЕННЫХ МАЛЫХ МОРСКИХ НЕФТЕХИМОВОЗОВ

С этой целью рассмотрены 98 построенных и спроектированных нефтехимовозов, в том числе серийных, насчитывающих в серии от 2 до 6 единиц. Общее число судов в выборке составило около 207. Основные характеристики судов получены в результате поиска по электронной базе судов "Fairplay 2005" и приведены в таблице.

Рассмотрены архитектурно-конструктивные типы судов. Современные малые нефтехимовозы – однопалубные суда с баком и ютом, рубкой в корме, наклонным форштевнем или бульбом в носу, транцевой или крейсерской кормой, кормовым расположением машинного отделения, одновальные, имеют двойное дно, 3-4 продольные переборки и большое число поперечных переборок, чем обеспечивается небольшой объем грузовых танков, не превышающий граничный в зависимости от степени конструктивной защиты, определяемой номенклатурой перевозимого груза. Все рассмотренные суда имеют 2 и 3 степени конструктивной защиты и встроенные танки. Число танков от 7 до 25. Коффердамы устроены между грузовыми танками и носовыми отсеками, а также между группами грузовых танков, предназначенными для перевозки несовместимых сортов груза.

Отдельные малые нефтехимовозы имеют минимальный надводный борт и переходный мостик от бака до юта. Большинство судов данного типа – это суда с избыточным надводными бортом.

Около 10 процентов корпусов малых нефтехимовозов построены из нержавеющей стали в районе грузовых танков.

Грузовместимость танков проиллюстрирована на рис. 1, где показана зависимость вместимости грузовых танков W_{zp} , м³ от дедвейта dw судна, которая аппроксимируется выражением

$$W_{zp} \approx 1,13 \cdot dw - 230, \text{ м}^3. \quad (1)$$

Вместимость чисто балластных отсеков составляет в среднем около 40 процентов от грузовой вместимости судна.

Длина судна между перпендикулярами L_{bp} , м изменяется в пределах от 69 м до 124 м в зависимости от дедвейта и описывается выражением

$$L_{bp} \approx 0,005 \cdot dw + 64, \text{ м}. \quad (2)$$

Рассмотрены также зависимости L_{bp} от $dw^{1/3}$ и грузовой вместимости судов. Получено

$$L_{bp} \approx 4,72 \cdot dw^{1/3} + 11, \text{ м} \quad (3)$$

и

$$L_{bp} \approx 0,004 \cdot W_{zp} + 66, \text{ м}. \quad (4)$$

**АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
СОВРЕМЕННЫХ МАЛЫХ МОРСКИХ НЕФТЕХИМОВОЗОВ**

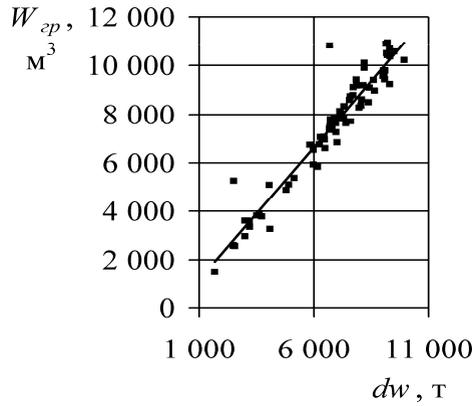


Рис. 1. Зависимость грузопместимости от дедвейта dw

Меньший разброс точек получен при определении L_{bp} в функции от $dw^{1/3}$, как видно на рис. 2.

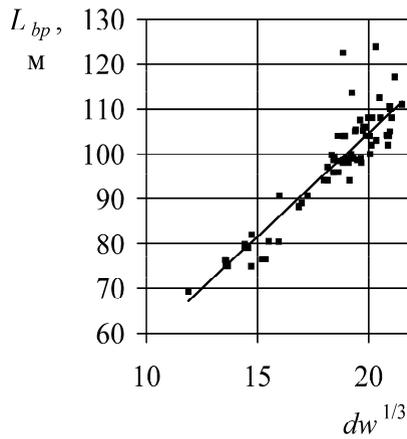


Рис. 2. Зависимость длины судна между перпендикулярами от $dw^{1/3}$

Наибольшая длина судов L_{max} представлена зависимостью от L_{bp} , м и представлена выражением

$$L_{max} \approx 1,05 \cdot L_{bp} + 2,5, \text{ м.} \quad (5)$$

Эта зависимость показана на рис. 3.

**АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
СОВРЕМЕННЫХ МАЛЫХ МОРСКИХ НЕФТЕХИМОВОЗОВ**

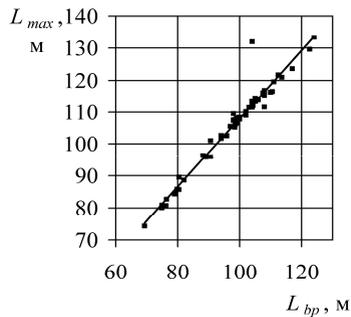


Рис. 3. Зависимость длины максимальной от длины между перпендикулярами

Рассмотрены зависимости ширины судов B , м от дедвейта и $dw^{1/3}$. Определено, что ширину судна можно представить выражениями

$$B \approx 0,0009 \cdot dw + 11, \text{ м} \quad (6)$$

и

$$B \approx 0,805 \cdot dw^{1/3} + 1,8, \text{ м}. \quad (7)$$

Точнее ширина судна описывается функцией от $dw^{1/3}$, как показано на рис. 4.

Высота борта малых нефтехимовозов изменяется от 5,3 м до 10,3 м с увеличением дедвейта и может быть представлена выражением

$$D \approx 0,0004 \cdot dw + 5,8, \text{ м}. \quad (8)$$

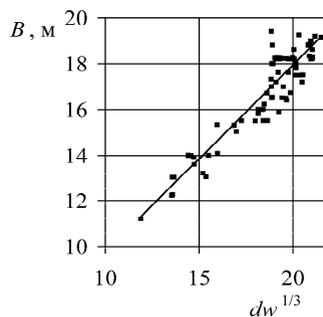


Рис. 4. Зависимость ширины от $dw^{1/3}$

Однако убедительнее выглядит зависимость D от грузоподъемности

$$D \approx 0,0003 \cdot W_{cp} + 6,1, \text{ м}, \quad (9)$$

которая показана на рис. 5.

**АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
СОВРЕМЕННЫХ МАЛЫХ МОРСКИХ НЕФТЕХИМОВОЗОВ**

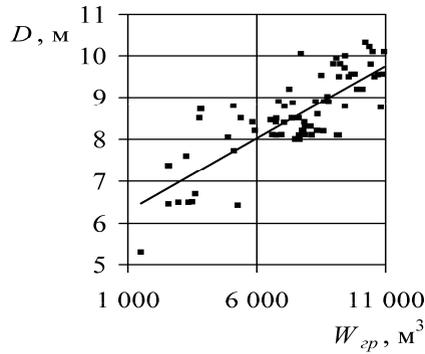


Рис. 5. Зависимость высоты борта от грузопместимости

На рис. 6 приведена зависимость кубического модуля $L_{bp} \cdot B \cdot D$ от грузопместимости, которая аппроксимируется выражением

$$L_{bp} \cdot B \cdot D \approx 1,63 \cdot W_{cp} + 2520, \text{ м}^3. \quad (10)$$

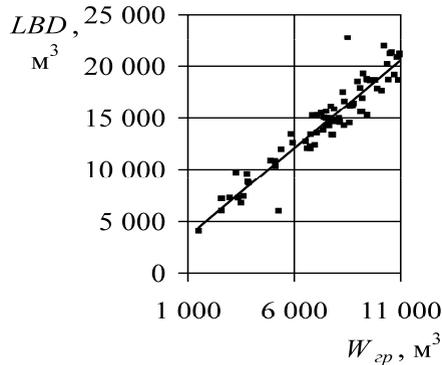


Рис. 6. Зависимость кубического модуля от грузопместимости

Высоту борта судна рекомендуется определить как функцию от кубического модуля, зная L_{bp} и B .

Рассмотрены зависимости осадки d от дедвейта и $dw^{1/3}$, которые представлены как

$$d \approx 0,0003 \cdot dw + 4,6, \text{ м} \quad (11)$$

и

$$d \approx 0,313 \cdot dw^{1/3} + 1,0, \text{ м} \quad (12)$$

**АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
СОВРЕМЕННЫХ МАЛЫХ МОРСКИХ НЕФТЕХИМОВОЗОВ**

На рис. 7 показана зависимость d от $dw^{1/3}$, дающая меньший разброс точек.

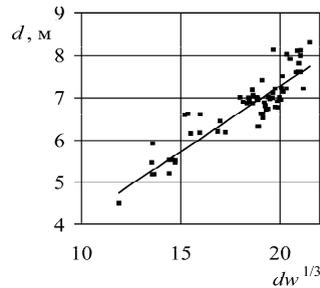


Рис. 7. Зависимость осадки от $dw^{1/3}$

Соотношения главных размерений малых нефтехимовозов находятся в следующих пределах (здесь $L = L_{bp}$):

$$L/B \approx 5,4 \div 6,5 \quad (\text{Отдельные суда имеют } L/B \approx 6,7 \div 7,2)$$

$$L/D \approx 9,0 \div 14,0$$

$$B/d \approx 2,0 \div 2,8$$

$$B/D \approx 1,5 \div 2,3$$

$$D/d \approx 1,0 \div 1,4$$

Скорость хода малых нефтехимовозов неограниченного района плавания изменяются от 12 узлов до 15 узлов, что соответствует числам

Фруда $Fr = \frac{v}{\sqrt{g \cdot L}} = 0,18 \div 0,26$.

Зависимость эффективной мощности главных двигателей данных судов от дедвейта при скорости $v = 12; 13; 14$ узлов показана на рис. 8.

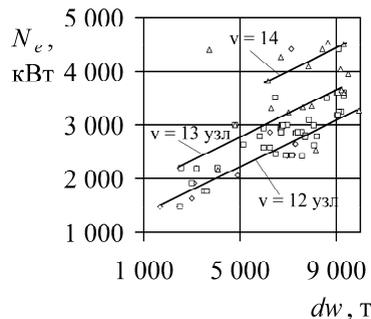


Рис. 8. Зависимость мощности главных двигателей от дедвейта:

$$\diamond v = 12; \square v = 13; \circ v = 14.$$

**АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
СОВРЕМЕННЫХ МАЛЫХ МОРСКИХ НЕФТЕХИМОВОЗОВ**

Приведенные зависимости позволяют определить грузовместимость, главные размерения и мощность главных двигателей в первом приближении при проектировании малых нефтехимовозов неограниченного района плавания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Murphy H. and Tenold S. Strategy and hegemony in chemical tanker shipping, 1960-1985 / Institutt for Samfunnsøkonomi. Handelshøyskole. – Norges, 2007. – 37 с.*

Надійшла 15.04.09

ГИДРОДИНАМИКА ПРОДОЛЬНОЙ КАЧКИ СУДНА, ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ

С помощью метода сращиваемых асимптотических разложений найдены потенциалы скоростей излучения и дифракции при продольной качке судна, движущегося на значительном мелководье, когда глубина фарватера незначительно превышает осадку судна.

За допомогою метода зрощувальних асимптотичних розкладань знайдені потенціали швидкості випромінювання та дифракції за поведовжною хитавицею судна, що рухається на значному мілководді, коли глибина фарматора незначно відрізняється від осадки судна.

Using the matched asymptotic expansion method the potential function for radiation and diffraction problems of a vessel performing longitudinal motions under wave action when propagating in significant shallow water, where the wave depth slightly differs from ship draft.

Ключевые слова: продольная качка, излучение, дифракция, потенциал скоростей, значительное мелководье.

Научная информация о гидродинамических и кинематических характеристиках продольной качки судна, движущегося по глубоководному фарватеру, является сегодня весьма обширной и разнообразной. В то же время научная информация, связанная с характеристиками продольной качки судна при его движении по мелководью, весьма ограничена. Это связано с одной стороны усложнением гидродинамических задач на мелководье по сравнению с глубокой водой и резким ростом финансовых затрат для выполнения экспериментальных исследований с другой. Особенно актуальным является недостаток информации об особенностях продольной качки судна на “значительном” мелководье, когда глубина фарватера незначительно превышает его осадку. В то же время всесторонняя оценка динамики судна, движущегося на мелководье, особенно “значительном”, в большей степени связана с обеспечением высокого уровня безопасности плавания и повышения эффективности эксплуатации портов, имеющих подходные каналы к акваториям. Для исследования гидродинамики судна на “значительном” мелководье с успехом используется метод сращиваемых асимптотических разложений [1], свободный от сложных построений классического метода особенностей и грубых упрощений метода плоских сечений.

Пусть судно движется с постоянной скоростью V по мелководному фарватеру глубиной H . Введём связанную с судном декартову систему координат $Oxuz$, плоскость Oxy которой совпадает с невозмущенной свободной поверхностью вида $z=0$, ось Ox лежит в диаметральной плоскости, ось Oy направлена на правый борт, ось Oz – вертикально вниз. Регуляр-

**ГИДРОДИНАМИКА ПРОДОЛЬНОЙ КАЧКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

ное волнение малой амплитуды η с круговой частотой ω набегают на судно так, что направление бега составляет угол β с положительным направлением продольной оси Ox . Качка судна под действием волнения происходит с кажущейся частотой σ , которая связана с частотой волнения ω соотношением

$$\sigma = \omega \mp kV \cos \beta, \quad (1)$$

где k – действительный положительный корень трансцендентного уравнения

$$\frac{\omega^2}{g} = k \cdot th(kH), \quad (2)$$

верхний знак соответствует движению судна в положительном, нижний – в отрицательном направлении оси Ox .

Будем полагать жидкость, в которой движется судно, идеальной, а её возмущённое движение потенциальным. Потенциал скоростей этого движения $\Phi(x, y, z, t) = \text{Re}[\Phi(x, y, z)e^{i\sigma t}]$, $\Phi(x, y, z) = \Phi_c(x, y, z) - i\Phi_s(x, y, z)$ удовлетворяет следующей дифференциальной системе:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \hat{O}(x, y, z) = 0, \quad (x, y, z) \in E_0; \quad (3)$$

$$\left(\sigma^2 + 2iV\sigma \frac{\partial}{\partial x} - V^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + g \frac{\partial}{\partial z} \right) \Phi(x, y, 0) = 0, \quad (x, y) \in \Sigma_0; \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \Phi(x, y, H) = 0, \quad -\infty < x < \infty, \quad -\infty < y < \infty; \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial N} \Phi(x, y, z) = f(x, z), \quad (x, y, z) \in S_0. \quad (6)$$

Здесь E_0 – слой $0 \leq z \leq H$ с исключённой областью, ограниченной поверхностью корпуса S_0 , Σ_0 – свободная поверхность $z = 0$ с исключённой площадью ватерлинии судна, N – внешняя нормаль к поверхности корпуса S_0 , функция $f(x, z)$ определяется видом колебаний. Потенциал скоростей $\Phi(x, y, z)e^{i\sigma t}$ должен, кроме того, удовлетворять условиям излучения, согласно которым волны, вызванные колебаниями судна, расходятся от него во все стороны.

Рассмотрим сначала задачу излучения, полагая, что судно движется на тихой воде, совершая продольно-горизонтальные ($j = 1$), вертикальные ($j = 3$), или килевые колебания ($j = 5$) с частотой σ и единичной скоростью этих колебаний. В этом случае граничное условие на корпусе S_0 конкретизируется в виде

**ГИДРОДИНАМИКА ПРОДОЛЬНОЙ КАЧКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi_1(x, y, z)}{\partial N} &= \cos(N, x), \quad \frac{\partial \Phi_3(x, y, z)}{\partial N} = \cos(N, z), \\ \frac{\partial \Phi_5(x, y, z)}{\partial N} &= -x \cos(N, z), \quad (x, y, z) \in S_0 \end{aligned} \quad (7)$$

Будем считать движущееся судно удлинённым телом, полагая, что отношения его ширины B и осадки T к длине L суть малые величины $\frac{B}{L} = O(\varepsilon)$, $\frac{T}{L} = O(\varepsilon)$, $\varepsilon \ll 1$, а продольные расстояния, на которых происходят значительные изменения формы его корпуса, конечны. Положим также, что мелководье является значительным, т.е. $\frac{H}{T} = 1 + o(\varepsilon)$, $\varepsilon \ll 1$.

Следуя методу сращиваемых асимптотических разложений, разделим область E_0 на две зоны: внешнюю, в которой $\frac{y}{L} = o(1)$, и внутреннюю, где $\frac{y}{L} = o(\varepsilon)$. Глубина фарватера есть $o(\varepsilon)$.

Обратимся сначала к внешней зоне. Разложим функцию $\hat{O}(x, y, z)$ в ряд Тейлора вблизи дна $z = H$ по степеням $(z - H) = O(\varepsilon)$

$$\hat{O}(x, y, z) = \hat{O}_0(x, y) + (z - H)\hat{O}_1(x, y) + \frac{1}{2}(z - H)^2 \hat{O}_2(x, y) + O(\varepsilon^3) \quad (8)$$

Из граничного условия на дне водоёма (5) следует, что $\hat{O}_1(x, y) \equiv 0$ и

$$\hat{O}(x, y, z) = \hat{O}_0(x, y) + \frac{1}{2}(z - H)^2 \hat{O}_2(x, y) + O(\varepsilon^3) \quad (9)$$

Применив в соответствии с (3) к функции $\hat{O}(x, y, z)$ из (9) оператор Лапласа, находим

$$\hat{O}_2(x, y) = -\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\hat{O}_0(x, y) \quad (10)$$

$$\hat{O}(x, y, z) = \hat{O}_0(x, y) - \frac{1}{2}(z - H)^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\hat{O}_0(x, y) \quad (11)$$

Применяя теперь к выражению (11) оператор (4), получаем

$$\left\{ (k^*)^2 + 2ik^*F_h \frac{\partial}{\partial x} + \left[(1 - F_h^2) \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] \right\} \hat{O}_0(x, y) = 0, \quad (12)$$

**ГИДРОДИНАМИКА ПРОДОЛЬНОЙ КАЧКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

где $k^* = \frac{\sigma}{\sqrt{gH}}$, $F_h = \frac{V}{\sqrt{gH}}$.

Итак, внешняя зона представляет собой горизонтальную плоскость $z = 0$ с исключённым отрезком $\left[-\frac{L}{2}, \frac{L}{2}\right]$ оси Ox , который имитирует корпус судна. Потенциал $\hat{O}_0(x, y)$ удовлетворяет в этой плоскости дифференциальному уравнению (12), а его производная $\frac{\partial}{\partial y} \hat{O}_0(x, \pm 0)$ имеет скачок при переходе через отрезок $\left[-\frac{L}{2}, \frac{L}{2}\right]$ оси Ox . Величина этого скачка аргюі неизвестна, поскольку он определяется движением жидкости вблизи корпуса судна, т.е. во внутренней зоне. Полагая этот скачѐк

$$\frac{\partial}{\partial y} \hat{O}_0(x, +0) - \frac{\partial}{\partial y} \hat{O}_0(x, -0) = f(x), \quad -\frac{L}{2} \leq x \leq \frac{L}{2} \quad (13)$$

известной функцией, получим решение краевой задачи (12), (13). Введѐм в рассмотрение новую функцию $\psi(x, y)$ с помощью соотношения

$$\hat{O}_0(x, y) = \psi(x, y_1) \exp(-ipF_h x), \quad (14)$$

где $p = \frac{k^*}{1 - F_h^2}$, $y_1 = \varkappa y$, $\varkappa = \sqrt{1 - F_h^2}$.

Из (12), (14) следует, что функция $\psi(x, y_1)$ удовлетворяет дифференциальному уравнению Гельмгольца и имеет скачѐк нормальной производной при переходе через отрезок $\left[-\frac{L}{2}, \frac{L}{2}\right]$ оси Ox .

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + p^2 \right) \psi(x, y_1) = 0 \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial y_1} \psi(x, +0) - \frac{\partial}{\partial y_1} \psi(x, -0) = \frac{1}{x} \exp(ipF_h x) f(x), \quad \left[-\frac{L}{2} \leq x \leq \frac{L}{2}\right] \quad (16)$$

Функция $\psi(x, y_1)$, также как исходная функция $\hat{O}_0(x, y)$, должна удовлетворять принципу излучения, согласно которому волны, вызываемые колебаниями судна, расходятся от него во все стороны.

**ГИДРОДИНАМИКА ПРОДОЛЬНОЙ КАЧКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

Краевая задача (15), (16) имеет решение [2]

$$\psi(x, y_1) = -\frac{i}{2\alpha} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \exp(ipF_h\xi) f(\xi) H_0^{(1)} p \sqrt{(x-\xi)^2 + y_1^2} d\xi \quad (17)$$

где $H_0^{(1)}$ - функция Ганкеля первого ряда нулевого порядка. Следовательно,

$$\hat{O}_0(x, y) = -\frac{i}{2\alpha} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \exp[-ipF_h(x-\xi)] f(\xi) H_0^{(1)} \left(p \sqrt{(x-\xi)^2 + (1-F_h^2)y^2} \right) d\xi, \quad (18)$$

Перейдём к изучению течения жидкости во внутренней зоне. С этой целью введём “растянутые” координаты $\eta = \frac{y}{\varepsilon}$, $\zeta = \frac{z}{\varepsilon}$, $\varepsilon \ll 1$.

С точностью до малых второго порядка движение жидкости оказывается двумерным и происходит в шпангоутных плоскостях внутри полосы $E_0(x)$, ограниченной свободной поверхностью $\zeta = 0$, дном водоема $\zeta = h$ и вырезом в виде шпангоутного контура $K(x)$. Потенциал скоростей $\hat{O}_j(\eta, \zeta; x)$, ($j=1,3,5$) - гармоническая по координатам η, ζ функция в $E_0(x)$, удовлетворяет условиям непротекания через дно и свободную поверхность с исключённым следом конструктивной ватерлинии

$$b(x) = \frac{1}{\varepsilon} B(x); \quad \frac{\partial}{\partial \zeta} \hat{O}_j(\eta, 0; x) = 0; \quad \frac{\partial}{\partial \zeta} \hat{O}_j(\eta, h; x) = 0; \quad h = \frac{1}{\varepsilon} H, \quad (19)$$

где $b(x)$ и h - ширина действующей ватерлинии на шпангоуте $K(x)$ и глубина форватора, измеренные в масштабе “растянутых” координат.

Граничное условие на контуре $K(x)$ определяется видом колебаний

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial n} \hat{O}_1^{(1)}(\eta, \zeta; x) &= \frac{dn}{dx}, \quad \frac{\partial}{\partial n} \hat{O}_3(\eta, \zeta; x) = \cos(\eta, \zeta), \\ \frac{\partial}{\partial n} \hat{O}_5(\eta, \zeta; x) &= -x \cos(\eta, \zeta) \end{aligned} \quad (20)$$

**ГИДРОДИНАМИКА ПРОДОЛЬНОЙ КАЧКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

Индекс $j=1$ соответствует продольно-горизонтальной, $j=3$ – вертикальной, $j=5$ – килевой качке, $\frac{\partial}{\partial n}$ – оператор дифференцирования по внешней нормали к $K(x)$, а dn – смещение в направлении этой нормали точек шпангоутного контура при переходе от сечения с абсциссой x к сечению с абсциссой $x+dx$. Для определения скачка $f(\xi)$ из (13) необходимо асимптотическое значение нормальной производной потенциала на внешней границе внутренней зоны $\eta \rightarrow \pm\infty$. Его можно отыскать, применив следующий приближённый приём.

Граничное условие (20) позволяет интерпретировать контур $K(x)$ как плоский источник, который продуцирует вовне поток жидкости, обеспечивая расход

$$Q_j(x) = \oint_{K(x)} \frac{\partial}{\partial n} \Phi_j(\eta, \zeta; x) dl \quad (21)$$

Учитывая (21), $K(x)$ получаем

$$Q_1(x) = \frac{dS(x)}{dx}, \quad Q_3(x) = B(x), \quad Q_5(x) = -xB(x), \quad (22)$$

где $\frac{dS(x)}{dx}$ – производная строевой по шпангоутам по действующую ватерлинию, $B(x)$ – ширина действующей ватерлинии на шпангоуте $K(x)$. Поскольку условия (19) свидетельствуют о не протекании жидкости через границы, а поток жидкости симметричен относительно диаметра, становится очевидным, что поток, условно индуцируемый шпангоутным контуром $K(x)$, разделяется на две симметричные части. На бесконечном (в масштабе внутренней зоны) удалении от $K(x)$ равномерное течение жидкости имеет противоположные направления. В координатах внешней зоны скорость течения на правой внешней границе $\eta \rightarrow \infty$ внутренней зоны, которой соответствует внутренняя граница $y = +0$ внешней зоны, равна $\frac{1}{2H} \hat{O}_j(x)$, а на левой внешней границе $\eta \rightarrow -\infty$ внутренней зоны, которой соответствует внутренняя граница $y = -0$

**ГИДРОДИНАМИКА ПРОДОЛЬНОЙ КАЧКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

внешней зоны, равна $-\frac{1}{2H}\hat{O}_j(x)$. Итак, $f_j(x)$ из (13) принимает такие значения:

$$f_1(x) = \frac{1}{2H} \frac{dS(x)}{dx}, \quad f_3(x) = \frac{1}{2H} B(x), \quad f_5(x) = -\frac{x}{2H} B(x) \quad (23)$$

Подставляя (23) в (18), находим равномерно пригодное в области, занятой жидкостью, решение краевой задачи излучения при продольных колебаниях судна на значительном мелководье. Учитывая, что

$$\operatorname{Re}[\hat{O}_0(x, y)e^{i\sigma t}] = \operatorname{Re}\{[\hat{O}_j^c(x, y) - i\hat{O}_j^s(x, y)]e^{i\sigma t}\} = \hat{O}_j^c(x, y)\cos\sigma t + \hat{O}_j^s(x, y)\sin\sigma t,$$

находим окончательно

$$\hat{O}_j^c(x, y) = \frac{1}{4\pi H} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \{-\sin[pF_h(x-\xi)]J_0(p|x-\varepsilon|) - \cos[pF_h(x-\xi)]N_0(p|x-\xi|)\}N_j(\xi)d\xi, \quad (24)$$

$$\hat{O}_j^s(x, y) = \frac{1}{4\pi H} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \{\cos[pF_h(x-\xi)]J_0(p|x-\varepsilon|) + \sin[pF_h(x-\xi)]N_0(p|x-\xi|)\}N_j(\xi)d\xi, \quad (25)$$

$$N_1(\xi) = \frac{dS(\xi)}{d\xi}; \quad N_3(\xi) = B(\xi); \quad N_5(\xi) = -\xi B(\xi). \quad (26)$$

С помощью полученного решения можно найти гидродинамические инерционные силы и момент при продольной качке судна. Для определения гидродинамических возмущающих сил следует решать дифракционную задачу. Краевая задача для дифракционного потенциала \hat{O}_d аналогична по структуре краевой задаче для потенциала излучения с той лишь разницей, что граничное условие на корпусе судна (6) из задачи излучения заменяется условием

$$\frac{\partial \hat{O}_d(x, y, z)}{\partial N} = -\frac{\partial \hat{O}_b(x, y, z)}{\partial N}, \quad (x, y, z) \in S_0, \quad (27)$$

где $\hat{O}_b(x, y, z)e^{i\sigma t}$ – потенциал скоростей набегающего волнения.

Прогрессивные волны малой амплитуды r_b с истинной частотой ω встречают движущееся судно с кажущейся частотой.

**ГИДРОДИНАМИКА ПРОДОЛЬНОЙ КАЧКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

Потенциал $\hat{O}_b(x, y, z)e^{i\sigma t}$ и дифракционный потенциал $\hat{O}_d(x, y, z)e^{i\sigma t}$ связаны на корпусе судна S граничным условием непротекания и безотрывного обтекания

$$\frac{\partial}{\partial N}\hat{O}_d(x, y, z) = -\frac{\partial}{\partial N}\hat{O}_b(x, y, z), \quad (x, y, z) \in S_0. \quad (28)$$

На мелководье потенциал $\hat{O}_b(x, y, z)$ может быть представлен в виде

$$\hat{O}_b(x, y, z) = i \frac{gr_b}{\omega} \frac{ch\kappa(z-H)}{ch\kappa H} \exp[-i\kappa(x \cos \beta + y \sin \beta)], \quad (29)$$

а его нормальная производная на корпусе S_0 – в виде

$$\frac{\partial \hat{O}_b(x, y, z)}{\partial N} = i \frac{g\kappa r_b}{\omega} \frac{sh\kappa(z-H)}{ch\kappa H} \exp[-i\kappa(x \cos \beta + y \sin \beta)] \cdot [\cos(N, z) + i \cos(N, x) \cos \beta + i \cos(N, y) \sin \beta] \quad (30)$$

Рассматривая качку судна на “значительном” мелководье, находим из (30)

$$\frac{\partial \hat{O}_b(x, y, z)}{\partial N} = -i \frac{gr_b}{\sqrt{gH}} \exp[-i\kappa(x \cos \beta + y \sin \beta)] \cdot [\cos(N, z) + i \cos(N, x) \cos \beta + i \cos(N, y) \sin \beta] \quad (31)$$

Здесь учтено, что в случае “значительного” мелководья из (31) следует

$$\kappa = \frac{\omega}{\sqrt{gH}}. \quad (32)$$

Из (30) и (31) следует, что дифракционный потенциал может быть представлен в виде суммы трёх составляющих, которые соответствуют продольно-горизонтальной $j=1$, положительно-горизонтальной $j=2$, вертикальной $j=3$ качке. Поэтому, учитывая (28) и (31), находим

$$\frac{\partial}{\partial N}\hat{O}_{d1}(x, y) = -\frac{gr_b}{\sqrt{gH}} \exp[-i\kappa(x \cos \beta + y \sin \beta)] \cos(N, x) \cos \beta; \quad (33)$$

**ГИДРОДИНАМИКА ПРОДОЛЬНОЙ КАЧКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

$$\frac{\partial}{\partial N} \hat{O}_{d2}(x, y) = -\frac{gr_b}{\sqrt{gH}} \exp[-i\kappa(x \cos \beta + y \sin \beta)] \cos(N, y) \sin \beta; \quad (34)$$

$$\frac{\partial}{\partial N} \hat{O}_{d3}(x, y) = \frac{igr_b}{\sqrt{gH}} \exp[-i\kappa(x \cos \beta + y \sin \beta)] \cos(N, z). \quad (35)$$

Дифракционные потенциалы для продольно-горизонтальных $\hat{O}_{d1}(x, y)$ и вертикальных $\hat{O}_{d3}(x, y)$ колебаний можно найти, заменив функцию $f(x)$ в (18) в соответствии с результатом реализации соотношения (20) для граничных условий (33) и (35). Выполним, например, определение условного расхода $Q_{d3}(x)$ при вертикальных колебаниях. Имеем

$$Q_{d3}(x) = i \frac{gr_b}{\sqrt{gH}} \exp(-i\kappa x \cos \beta) \int_{K(x)} \exp(-i\kappa y \sin \beta) \cos(N, z) dl. \quad (36)$$

Рассмотрим интеграл по контуру шпангоута $K(x)$. В [5] показано, что для малых и умеренных частот колебаний достаточно точным является следующее представление:

$$\int_{K(x)} \exp(-i\kappa y \sin \beta) \cos(N, z) dl = \exp\left\{ik \left[\mp \frac{1}{2} B(x) \chi(x) \right] \sin \beta\right\} B(x). \quad (37)$$

Здесь $B(x)$ – ширина действующей ватерлинии на шпангоуте с абсциссой x , $\chi(x)$ – коэффициент полноты этого шпангоута по действующую ватерлинию, верхний знак относится к правой, а нижний – к левой ветви шпангоута. Таким образом, имеем для $f_3(x, \pm 0)$ и по аналогии для $f_1(x, \pm 0)$

$$f_1(x, \pm 0) = \mp \frac{gr_b}{2H\sqrt{gH}} \exp(-i\kappa x \cos \beta) \exp\left\{ik \left[\mp \frac{1}{2} B(x) \chi(x) \right] \sin \beta\right\} \frac{dS(x)}{dx}, \quad (38)$$

$$f_3(x, \pm 0) = \pm \frac{igr_b}{2H\sqrt{gH}} \exp(-i\kappa x \cos \beta) \exp\left\{ik \left[\mp \frac{1}{2} B(x) \chi(x) \right] \sin \beta\right\} B(x). \quad (39)$$

**ГИДРОДИНАМИКА ПРОДОЛЬНОЙ КАЧКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

Учитывая (18), (38) и (39), находим

$$\hat{O}_{d1}(x, y) = i \frac{gr_b}{4\alpha H \sqrt{gH}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \exp \left\{ -ik \left[\cos \beta + \frac{1}{2} B(\xi) \chi(\xi) \sin \beta \right] \right\} \frac{dS(\xi)}{d\xi} \cdot \exp[-ipF_h(x-\xi)] H_0^{(1)} \left(p \sqrt{(x-\xi)^2 + (1-F_h^2)y^2} \right) d\xi \quad (40)$$

$$\hat{O}_{d3}(x, y) = \frac{gr_b}{4\alpha H \sqrt{gH}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \exp \left\{ -ik \left[\xi \cos \beta + \frac{1}{2} B(\xi) \chi(\xi) \sin \beta \right] \right\} B(\xi) \cdot \exp[-ipF_h(x-\xi)] H_0^{(1)} \left(p \sqrt{(x-\xi)^2 + (1-F_h^2)y^2} \right) d\xi \quad (41)$$

В заключение выпишем синусную и косинусную составляющие дифракционного потенциала скоростей при вертикальной качке

$$\begin{aligned} \hat{O}_{d3}^c(x, 0) = & \frac{gr_b}{4\alpha H \sqrt{gH}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \left\{ \left[\cos[pF_h(x-\xi)] \cos \left[\kappa \left(\xi \cos \beta + \frac{1}{2} B(\xi) \chi(\xi) \sin \beta \right) \right] - \right. \right. \\ & \left. \left. - \sin[pF_h(x-\xi)] \sin \left[\kappa \left(\xi \cos \beta + \frac{1}{2} B(\xi) \chi(\xi) \sin \beta \right) \right] \right] J_0(p|x-\xi|) + \right. \\ & \left. + \left[\sin[pF_h(x-\xi)] \cos \left[\kappa \left(\xi \cos \beta + \frac{1}{2} B(\xi) \chi(\xi) \sin \beta \right) \right] + \right. \right. \\ & \left. \left. + \cos[pF_h(x-\xi)] \sin \left[\kappa \left(\xi \cos \beta + \frac{1}{2} B(\xi) \chi(\xi) \sin \beta \right) \right] \right] N_0(p|x-\xi|) \right\} B(\xi) d\xi \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \hat{O}_{d3}^s(x, 0) = & \frac{gr_b}{4\alpha H \sqrt{gH}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \left\{ \left[\sin[pF_h(x-\xi)] \cos \left[\kappa \left(\xi \cos \beta + \frac{1}{2} B(\xi) \chi(\xi) \sin \beta \right) \right] + \right. \right. \\ & \left. \left. + \cos[pF_h(x-\xi)] \sin \left[\kappa \left(\xi \cos \beta + \frac{1}{2} B(\xi) \chi(\xi) \sin \beta \right) \right] \right] J_0(p|x-\xi|) - \right. \\ & \left. - \left[\cos[pF_h(x-\xi)] \cos \left[\kappa \left(\xi \cos \beta + \frac{1}{2} B(\xi) \chi(\xi) \sin \beta \right) \right] - \right. \right. \\ & \left. \left. - \sin[pF_h(x-\xi)] \sin \left[\kappa \left(\xi \cos \beta + \frac{1}{2} B(\xi) \chi(\xi) \sin \beta \right) \right] \right] N_0(p|x-\xi|) \right\} B(\xi) d\xi \end{aligned}$$

ГИДРОДИНАМИКА ПРОДОЛЬНОЙ КАЧКИ СУДНА, ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ

Полученные выражения для потенциала излучения и дифракционного потенциала позволяют найти гидродинамические характеристики продольной качки судна, движущегося на регулярном волнении по мелководному фарватеру с малым запасом глубины под килем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ван Дайк М. *Методы возмущений в механике жидкости*. – М.: Мир, 1967. – 340 с.
2. Корн Г., Корн Т. – *Справочник по математике для научных работников и инженеров*. – М.: Наука, 1968. – 720 с.
3. Хаскинд Я.Д. *Гидродинамическая теория качки корабля*. – М.: Наука, 1973. – 327 с.
4. Newman J.N. *The damping and wave resistance of a pitching and heaving ship*// *Journal of Ship Research*. – 1959. – Vol.3. – № 1. – P.1-19.
5. Salvesen N., Tuck E.O., and Faltinsen O. *Ship motion and sea loads* // *Transaction of SNAME*. – 1970. – № 76. – P. 3-12.

Надійшла 03.09.09

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

В предположениях линейной теории волн и удлиненности корпуса судна на основе применения метода срациваемых асимптотических разложений дано полное решение гидродинамической задачи о потенциале скоростей, возмущенных его качкой без хода на мелководье при набегаии прогрессивных волн с любого направления.

В припущеннях лінійної теорії хвиль та уздовженості корпуса судна за допомогою метода асимптотичних розкладень, що зрощуються, наведено повне рішення гідродинамічної проблеми щодо потенціалу швидкостей, які викликані його хитавищею без ходу на мілководному фарватері під дією прогресивних хвиль, які надходять з будь-якого напрямку.

Under the assumption of linear wave theory and slenderness of a ship hull using the matched asymptotic expansion method the full solution is worked out for a boundary value problem for velocity potential produced by a ship oscillating under incoming regular waves in shallow water condition.

Ключевые слова: волны малой амплитуды, мелководье, потенциал скоростей, удлиненное судно, метод срациваемых асимптотических разложений.

Качка судна, плавающего по мелководью, является предметом пристального внимания специалистов [1]. Характеристики продольной качки необходимы для оценки опасности ударов корпуса судна о камни на дне фарватера или посадки его на мель, а характеристики поперечной качки используются для определения ширины полосы безопасного движения судна и оценки геометрических размеров и формы портовых акваторий с точки зрения их эксплуатационных возможностей.

В настоящей работе приведено асимптотическое решение гидродинамической задачи о потенциале скоростей жидкости при качке судна, расположенного произвольным образом относительно набегающих регулярных волн малой амплитуды на мелководье. Рассмотрен частный случай отсутствия хода судна. Однако полученные значения амплитуд гидродинамических сил можно уверенно использовать и для судна, идущего с малой скоростью, если учесть, что качка совершается с кажущейся частотой ω , которая связана с действительной частотой σ набегающего волнения соотношением

$$\omega = \sigma \mp Vk \cos \beta, \quad (1)$$

где H – глубина фарватера;

V – скорость хода;

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

β – угол между направлением бега волн и вектором скорости судна;
 k – действительный положительный корень трансцендентного уравнения

$$\sigma^2 = gk \operatorname{th} kH. \quad (2)$$

Решена только задача излучения, поскольку демпфирующие и возмущающие силы определяются асимптотикой потенциала излучения [2, 3], а инерционные силы можно определить, используя зависимость коэффициента демпфирования от частоты колебаний с помощью соотношения Крамерса-Кронига [4].

Полагая жидкость, в которой плавает судно, идеальной, а ее возмущенное движение потенциальным, можно получить полную гидродинамическую информацию о силовом воздействии жидкости на качающееся судно из решения соответствующей краевой задачи для потенциала скоростей жидкости. Отыскание такого решения с помощью метода особенностей связано с необходимостью преодоления серьезных теоретических и вычислительных трудностей, а часто используемый метод плоских сечений является абсолютно несостоятельным и противоречащим физической картине обтекания судна при качке на мелководье. Эти соображения обосновывают необходимость применения нового подхода к решению задач гидродинамической теории качки. Такой подход обеспечивается использованием метода сращиваемых асимптотических разложений (метода CAP). Метод CAP успешно применялся в тридцатых годах прошлого столетия в аэродинамических исследованиях летательных аппаратов, но опыт его непосредственного использования для решения задач гидродинамики судна оказался не столь успешным. Это, как показал Ю.Л. Воробьев [1], не связано с какими-либо принципиальными недостатками метода, а полностью объясняется неудачной практикой его применения в гидродинамических задачах со свободной поверхностью жидкости. Указанный в [1] приближенный прием позволяет применить метод CAP в решениях задач гидродинамической теории качки.

Рассмотрим судно, совершающее на мелководье малые колебания, скорость которых изменяется по гармоническому закону $\cos \sigma t$, где σ – круговая частота колебаний.

Продольно-горизонтальным колебаниям далее соответствует индекс $j = 1$, поперечно-горизонтальным индекс $j = 2$, вертикальным $j = 3$, килевым $j = 5$ и рысканию $j = 6$. Бортовая качка $j = 4$ в работе не рассматривается.

Потенциал возмущенных скоростей жидкости $\Phi(x, y, z, t)$ можно представить в виде косинусной Φ_j^c и синусной Φ_j^s составляющих.

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

$$\Phi_j(x, y, z, t) = \operatorname{Re}[\Phi_j^c(x, y, z) - i\Phi_j^s(x, y, z)] \exp(i\sigma t). \quad (3)$$

Амплитудные функции $\Phi_j^{c,s}(x, y, z)$ удовлетворяют следующим дифференциальным системам:

$$\left(\frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial z^2} \right) \Phi_j^{c,s}(x, y, z) = 0, \quad (x, y, z) \in E_0, \quad (4)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\sigma^2}{g} \right) \Phi_j^{c,s}(x, y, 0) = 0, \quad (x, y) \in \Sigma_0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} \Phi_j^c(x, \pm y, z) = u_j(x, z), \quad j = 1, 3, 5, \quad (x, y, z) \in S, \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} \Phi_j^c(x, \pm y, z) = \pm v_j(x, z), \quad j = 2, 6, \quad (x, y, z) \in S, \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial n} \Phi_j^s(x, \pm y, z) = 0, \quad j = 1, 2, 3, 5, 6, \quad (x, y, z) \in S, \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \Phi_j^{c,s}(x, y, H) = 0, \quad j = 1, 2, 3, 5, 6. \quad (9)$$

Здесь E_0 – область, занимаемая жидкостью, представляет собой слой $0 \leq z \leq H$, ограниченный свободной поверхностью Σ_0 с исключенной площадью ватерлинии, дном $z = H$ и поверхностью S корпуса судна. Потенциал $\Phi_j(x, y, z, t)$ должен удовлетворять принципу излучения, согласно которому волны, вызванные колебаниями судна, расходятся от него во все стороны.

Положим, что амплитуды колебаний равны единице. Тогда функции $u_j(x, z)$, $v_j(x, z)$ принимают значения

$$\begin{aligned} u_1(x, z) &= \cos(n, x); & u_2(x, z) &= \cos(n, y); \\ u_3(x, z) &= \cos(n, z); \\ u_5(x, z) &= z \cos(n, x) - x \cos(n, z); \\ u_6(x, z) &= y \cos(n, x) - x \cos(n, z). \end{aligned} \quad (10)$$

В соотношениях (6) и (7) $\frac{\partial}{\partial n}$ – оператор дифференцирования по внешней нормали к корпусу S , а $\cos(n, x)$, $\cos(n, y)$ и $\cos(n, z)$ – направляющие косинусы этой нормали к корпусу судна.

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

Будем считать корпус судна удлиненным телом, полагая, что $\frac{B}{L} = o(\varepsilon)$, $\frac{T}{L} = o(\varepsilon)$, $\varepsilon \ll 1$, L , B , T – длина, ширина и осадка судна соответственно, а продольные расстояния, на которых происходят заметные изменения формы корпуса S , конечны. В таких предположениях метод САР применен для решения краевой задачи (4)-(9). В соответствии с этим методом область определения искомого потенциала скоростей условно разделяется на две зоны: внешнюю, в которой $y/L = O(1)$, и внутреннюю, в которой $y/L = O(\varepsilon)$, $\varepsilon \ll 1$. Условия на границе зон при постановке задач не формулируются, а устанавливаются и удовлетворяются с помощью процедуры сращивания решений во внешней и внутренней зонах на границе зон.

Рассмотрим краевую задачу для потенциалов $\Phi_j^{c,s}(x, y, z)$ во внешней зоне. Если наблюдатель находится во внешней зоне, то в пределе $\varepsilon \rightarrow 0$ корпус судна представляется ему разрезом $-L/2 \leq x \leq L/2$, $y = 0$ свободной поверхности $z = 0$. Потенциалы $\Phi_j^{c,s}$, гармоничные в слое $0 \leq z \leq H$ с исключенной диаметрально $y = 0$, удовлетворяют условию (5) на свободной поверхности, (9) на дне водоема и принципу излучения. Граничные условия на диаметрали $y = \pm 0$ не формулируются, поскольку корпус судна принадлежит внутренней зоне. Диаметраль $y = \pm 0$ является внутренней границей внешней зоны. Рассматривая граничные условия (6), (7) на корпусе судна, следует указать, что потенциалы продольных колебаний $j = 1, 3, 5$ являются четными функциями y , а потенциалы поперечных колебаний $j = 2, 6$ – нечетными. Производные потенциалов продольных колебаний $\frac{\partial}{\partial y} \Phi_j$, $j = 1, 3, 5$, а также потенциалы поперечных колебаний Φ_j , $j = 2, 6$, претерпевают скачок при переходе через диаметрально плоскость $y = \pm 0$, а потенциалы продольных колебаний Φ_j , $j = 1, 3, 5$, как и производные потенциалов поперечных колебаний $\frac{\partial}{\partial y} \Phi_j$, $j = 2, 6$, при переходе через диаметрально плоскость непрерывны.

В соответствии с приведенными соображениями и соотношениями (8), граничные условия для потенциалов $\Phi_j^{c,s}$ на диаметральной плоскости $y = \pm 0$ могут быть приняты в виде

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial y} \Phi_j^c(x, \pm 0, z) &= \pm f_j(x, z), \quad j = 1, 3, 5; \\
 \Phi_j^c(x, \pm 0, z) &= \pm g_j(x, z), \quad j = 2, 6; \\
 \frac{\partial}{\partial y} \Phi_j^s(x, \pm 0, z) &= 0, \quad j = 1, 3, 5; \\
 \Phi_j^s(x, \pm 0, z) &= 0, \quad j = 2, 6.
 \end{aligned}
 \tag{11}$$

Функции $f_j(x, z)$, $g_j(x, z)$ неизвестны. Временно полагая их известными, получим решения краевой задачи во внешней зоне. Эти функции будут найдены ниже в процессе срачивания решений, принадлежащих внешней и внутренней зонам, на их границе.

Определим сначала потенциал $\Phi_j^c(x, y, z)$, $j = 1, 3, 5$. Применив к краевой задаче для Φ_j^c в каждой из областей $y > 0$ и $y < 0$ метод Фурье, получим полную ортогональную систему функций на отрезке $[0, H]$.

$$\begin{aligned}
 Z_0(z) &= (N_0)^{-\frac{1}{2}} \operatorname{ch} \alpha_0(z - H), \quad Z_m(z) = (N_m)^{-\frac{1}{2}} \cos \alpha_m(z - H), \\
 N_0 &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\operatorname{sh} 2\alpha_0 H}{2\alpha_0 H} \right), \quad N_m = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sin 2\alpha_m H}{2\alpha_m H} \right),
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

где α_0 – действительный положительный корень уравнения

$$\sigma^2 = g \alpha_0 \operatorname{th} \alpha_0 H,
 \tag{13}$$

$\alpha_1 < \alpha_2 < \dots < \alpha_n$ – последовательность действительных положительных корней уравнения

$$\sigma^2 = -g \alpha_m \operatorname{tg} \alpha_m H.
 \tag{14}$$

Разложение Φ_j^c по этой системе имеет вид

$$\Phi_j^c(x, y, z) = F_{0j}^c(x, y) Z_0(z) + \sum_{m=1}^{\infty} F_{mj}^c(x, y) Z_m(z).
 \tag{15}$$

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

Формулы обращения таковы:

$$F_{0j}^c(x, y) = \frac{1}{H} \int_0^H \Phi_j^c(x, y, z) Z_0(z) dz, \quad (16)$$

$$F_{mj}^c(x, y) = \frac{1}{H} \int_0^H \Phi_j^c(x, y, z) Z_m(z) dz.$$

Учитывая (4), (5) и ортогональность системы (12), получаем

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \alpha_0^2 \right) F_{0j}^c(x, y) = 0, \quad (17)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \alpha_m^2 \right) F_{mj}^c(x, y) = 0.$$

Граничные условия (11) показывают, что решения уравнений (17) должны иметь скачок нормальной производной при переходе через диаметрально плоскость, т.е.

$$\frac{\partial}{\partial y} F_{0j}^c(x, \pm 0) = \pm \frac{1}{2} \gamma_{cj}^0(x), \quad (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} F_{mj}^c(x, \pm 0) = \pm \frac{1}{2} \gamma_{cj}^m(x), \quad -\frac{L}{2} \leq x \leq \frac{L}{2}.$$

Продифференцируем формулы обращения (16) по y , выполним предельный переход $y \rightarrow \pm 0$ и, учитывая (18), получим

$$\gamma_{cj}^0(x) = \frac{2}{H} \int_0^H f_j(x, z) Z_0(z) dz, \quad (19)$$

$$\gamma_{cj}^m(x) = \frac{2}{H} \int_0^H f_j(x, z) Z_m(z) dz.$$

Решения дифференциальных уравнений (17), регулярные всюду вне отрезка $-\frac{L}{2} \leq x \leq \frac{L}{2}$, $y = 0$ и удовлетворяющие граничным условиям (18), получаются в виде [5]

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

$$F_{0j}^c(x, y) = \frac{1}{4} \int_{-L/2}^{L/2} [N_0(\alpha_0 R) \gamma_{cj}^0(\xi) + J_0(\alpha_0 R) b_{cj}(\xi)] d\xi, \quad (20)$$

$$F_{mj}^c(x, y) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-L/2}^{L/2} K_0(\alpha_m R) \gamma_{cj}^m(\xi) d\xi.$$

Здесь $b_{cj}(x)$ - функция, которая определяется при обеспечении принципа излучения, $J_0(u)$, $N_0(u)$, $K_0(u)$ - функции Бесселя действительного аргумента, Неймана и Макдональда соответственно, $R = \sqrt{(x - \xi)^2 + y^2}$.

Используя (15), (19) и (20) и удовлетворив принцип излучения, окончательно находим

$$\Phi_j^c(x, y, z) = \frac{1}{2H} Z_0(z) \int_{-L/2}^{L/2} N_0(\alpha_0 R) \int_0^H f_j(\xi, \zeta) Z_0(\zeta) d\zeta d\xi -$$

$$-\frac{1}{\pi H} \sum_{m=1}^{\infty} Z_m(z) \int_{-L/2}^{L/2} K_0(\alpha_m R) \int_0^H f_j(\xi, \zeta) Z_m(\zeta) d\zeta d\xi, \quad j = 1, 3, 5; \quad (21)$$

$$\Phi_j^s(x, y, z) = -\frac{1}{2H} Z_0(z) \int_{-L/2}^{L/2} J_0(\alpha_0 R) \int_0^H f_j(\xi, \zeta) Z_m(\zeta) d\zeta d\xi, \quad j = 1, 3, 5. \quad (22)$$

Перейдем теперь к построению решения краевой задачи для потенциала скоростей жидкости при поперечных колебаниях $j = 2, 6$. Эта задача представлена уравнениями (4), (5), (8), (9) и (11). Здесь не учитывается математическое описание срыва потока в оконечностях судна, которые могут считаться острыми кромками, поэтому полученное решение позволяет найти лишь волновые составляющие гидродинамических сил, действующих на судно. Отрывные составляющие этих сил можно учесть с помощью специального приема. Предполагая, как и при изучении продольной качки, функцию $g_j(x, z)$, $j = 2, 6$ из (11) известной, разложим функцию $\Phi_j^c(x, y, z)$ по системе (12). Это разложение имеет вид (15), (16). Функции $F_{0j}^c(x, y)$, $F_{mj}^c(x, y)$ должны удовлетворять дифференциальным уравнениям (17) и граничным условиям

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

$$F_{0j}^c(x, \pm 0) = \pm \frac{1}{2} \lambda_{cj}^0(x),$$

$$F_{mj}^c(x, \pm 0) = \pm \frac{1}{2} \lambda_{cj}^m(x), \quad j = 2, 6. \quad (23)$$

Формулы обращения таковы:

$$F_{cj}^c(x, y) = \frac{1}{4} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-L/2}^{L/2} [\lambda_{cj}^0(\xi) N_0(\alpha_0 R) + d_c(\xi) J_0(\alpha_0 R)] d\xi, \quad (24)$$

$$F_{cj}^m(x, y) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-L/2}^{L/2} \lambda_{cj}^m(\xi) K_m(\alpha_m R) d\xi. \quad (25)$$

Здесь приняты те же обозначения, что и в (20), функция $d_c(\xi)$ отыскивается при удовлетворении принципа излучения. Потенциал $\Phi_j^{c,s}$ определяется в виде

$$\Phi_j^c(x, y, z) = \frac{1}{2H} Z_0(z) \frac{\partial}{\partial y} \int_{-L/2}^{L/2} N_0(\alpha_0 R) \int_0^H g_j(\xi, \zeta) Z_0(\zeta) d\zeta d\xi -$$

$$-\frac{1}{\pi H} \sum_{m=1}^{\infty} Z_m(z) \frac{\partial}{\partial y} \int_{-L/2}^{L/2} K_0(\alpha_m R) \int_0^H g_j(\xi, \zeta) Z_m(\zeta) d\zeta d\xi, \quad j = 2, 6, \quad (26)$$

$$\Phi_j^s(x, y, z) = -\frac{1}{2H} Z_0(z) \frac{\partial}{\partial y} \int_{-L/2}^{L/2} J_0(\alpha_0 R) \int_0^H g_j(\xi, \zeta) Z_0(\zeta) d\zeta d\xi, \quad j = 2, 6. \quad (27)$$

Рассмотрим теперь краевую задачу во внутренней зоне. Введем «растянутые» координаты $\eta = y/\varepsilon$, $\xi = z/\varepsilon$. При $\varepsilon \rightarrow 0$, отбрасывая члены порядка малости ε^2 , получаем для $\Phi_j^c(\eta, \zeta)$ семейство двумерных краевых задач в плоскостях $x = const$. В полосе $e^+(x) = \{-\infty < \eta < \infty, 0 \leq \zeta \leq \eta\}$ с исключенным шпангоутным контуром $L^+(x)$ функция $\Phi_j^c(\eta, \zeta)$ гармонична

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \right) \Phi_j^c(\eta, \zeta) = 0. \quad (\eta, \zeta) \in e^+(x), \quad j = 2, 6 \quad (28)$$

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

и удовлетворяет следующим граничным условиям:

$$\left(\frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{\varepsilon \sigma^2}{g} \right) \Phi_j^c(\eta, 0) = 0, \quad j = 2, 3, \quad |\eta| > \frac{1}{2}b(x), \quad (29)$$

$$\frac{\partial}{\partial N} \Phi_2^c(\eta_0, \zeta_0) = \cos(n, \eta), \quad (30)$$

$$\frac{\partial}{\partial N} \Phi_3^c(\eta_0, \zeta_0) = \cos(n, \zeta), \quad (\eta_0, \zeta_0) \in L^+(x),$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \Phi_j^c(\eta, h) = 0, \quad j = 2, 3, \quad |\eta| < \infty. \quad (31)$$

Здесь $b(x)$, h - ширина ватерлинии на шпангоуте $L^+(x)$ и глубина фарватера соответственно, измеренные в линейном масштабе внутренней зоны. Отметим, что для процедуры сращивания необходима асимптотика при $\eta \rightarrow \pm\infty$ решения задачи (28)-(31), записанная в переменных внешней зоны.

Сформулируем дополнительную краевую задачу в области $e^+(x)$. Пусть $\varphi(\eta, \zeta)$ - гармоническая в e^+ функция, удовлетворяющая таким условиям:

$$\left(\frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{\varepsilon \sigma^2}{g} \right) \varphi(\eta, 0) = 0, \quad |\eta| > \frac{1}{2}b(x), \quad (32)$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \varphi(\eta, h) = 0, \quad |\eta| < \infty, \quad (33)$$

$$\varphi(M) = A_+(M), \quad \frac{\partial \varphi(M)}{\partial n} = B_+(M). \quad (34)$$

Здесь M - точка контура $L^+(x)$, а $A_+(M)$ и $B_+(M)$ - заданные на этом контуре функции. Условие (32) позволяет продлить $\varphi(\eta, \zeta)$ с сохранением гармоничности в область $e^-(x)$, симметричную области $e^+(x)$ относительно действительной оси. Продолжения через лучи

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

$\eta = \pm \frac{b}{2}$ различны, т.е. полученная в результате продолжения гармоническая функция многозначна в области $e^+ + e^-$, которая является внешнестью дублированного контура $L^+ \cup L^-$. Следуя Ю.Л. Воробьеву [1], удастся определить приращение $\Delta[\varphi]$ многозначной функции при обходе вокруг контура $L^+ \cup L^-$ в виде

$$\Delta[\varphi] = \exp(-\varkappa \zeta)[P \cos \varkappa \eta - Q \sin \varkappa \eta]. \quad (35)$$

Здесь \varkappa – аналог, записанный в переменных внутренней зоны, корня α_0 уравнения (13).

Если $j = 1, 3, 5$, то $\varphi(\eta, \zeta) = \varphi(-\eta, \zeta)$ и

$$P \equiv 0, \quad Q = 4 \int_0^{b/2} \exp[-\varkappa \zeta_0(t)] [T_1(t) \cos \varkappa t - T_2(t) \sin \varkappa t] dt. \quad (36)$$

Если $j = 2, 6$, то $\varphi(\eta, \zeta) = -\varphi(-\eta, \zeta)$ и

$$P = 4 \int_0^{b/2} \exp[-\varkappa \zeta_0(t)] [T_1(t) \sin \varkappa t + T_2(t) \cos \varkappa t] dt, \quad Q \equiv 0. \quad (37)$$

$$T_1(t) = \varkappa A_+(t) + B_+(t) \frac{dS(t)}{dt}, \quad T_2(t) = \varkappa A_+(t) \frac{d\zeta_0(t)}{dt}. \quad (38)$$

Здесь $\zeta = \zeta_0(t)$ – уравнение шпангоутного контура $L^+(x)$, $S(t) = \sqrt{1 + \left[\frac{d\zeta_0(t)}{dt} \right]^2}$, а $B_+(t)$ – известная нормальная производная потенциала на контуре $L^+(x)$, заданная соотношениями (30) и (34). Определению потенциала $A_+(t)$ будет посвящена завершающая часть статьи.

Дальнейшее исследование результата продолжения потенциальной функции $\varphi(\eta, \zeta)$ из области e^+ в область e^- с сохранением гармоничности позволяет определить асимптотические (при $\eta \rightarrow \pm\infty$) выражения этой функции и ее производной по η . Выписанные в переменных внешней зоны, эти соотношения имеют вид

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

$$f_j(x, \pm 0, z) = \pm \frac{1}{2} Q_j(x, \alpha_0) \frac{\alpha_0 \operatorname{ch} \alpha_0 H \operatorname{ch} \alpha_0 (z-H)}{\alpha_0 H + \operatorname{sh} \alpha_0 H \operatorname{ch} \alpha_0 H},$$

$$j = 1, 3, 5,$$

$$g_j(x, \pm 0, z) = \pm \frac{1}{2} P_j(x, \alpha_0) \frac{\operatorname{ch} \alpha_0 H \operatorname{ch} \alpha_0 (z-H)}{\alpha_0 H + \operatorname{sh} \alpha_0 H \operatorname{ch} \alpha_0 H},$$

$$j = 2, 6,$$

$$\left. \begin{array}{l} Q_j(x, \alpha_0) \\ P_j(x, \alpha_0) \end{array} \right\} =$$

$$= 4 \int_0^{b(x)/2} \exp[-\alpha_0 \zeta_0(t)] \left\{ \alpha_0 A_+(t) + B_+(t) S(t) \right\} \begin{Bmatrix} \cos \alpha_0 t \\ \sin \alpha_0 t \end{Bmatrix} \mp \alpha_0 A_+(t) \frac{d\zeta_0(t)}{dt} \begin{Bmatrix} \sin \alpha_0 t \\ \cos \alpha_0 t \end{Bmatrix} dt.$$

(39)

Подставляя соотношения (39) в формулы для потенциалов излучения при продольных (21), (22) и поперечных (26), (27) колебаниях, получаем их окончательные выражения.

Остается невыясненным способ определения функции $A_+(t)$ в соотношениях (38). Значения $A_+(t)$ - это значения искомым потенциалов на корпусе судна. Поэтому, строго говоря, соотношения, выписанные в качестве потенциалов излучения, являются интегральными уравнениями чрезвычайно сложной структуры. С целью их практического использования в качестве потенциальных функций, можно, следуя Н.Е. Кочину [6], принять в качестве A_+ соответствующие значения потенциальной функции при бесконечно малой (нулевой) или бесконечно большой частотах колебаний. Заметим, что в первом случае граничное условие на свободной поверхности переходит в условие «твердой стенки» $\frac{\partial \Phi(x, y, 0)}{\partial z} = 0$, а во втором — в условие $\Phi(x, y, 0) = 0$. Принимая во внимание приближенный характер предлагаемой замены действительного потенциала скоростей одним из его асимптотических значений, соответствующие краевые задачи решим, используя метод плоских сечений.

Рассмотрим следующие краевые задачи для функций $\varphi^{(1)}(y, z)$ и $\varphi^{(2)}(y, z)$:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \varphi^{(1),(2)}(y, z) = 0, \quad (y, z) \in E, \quad (40)$$

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

$$\frac{\partial}{\partial z} \varphi^{(1),(2)}(y, H) = 0, \quad |y| < \infty, \quad (41)$$

$$\frac{\partial}{\partial N} \varphi^{(1),(2)}(y, z) = B(y, z), \quad (y, z) \in L, \quad (42)$$

$$\varphi^{(1)}(y, 0) = 0, \quad |y| > \frac{1}{2}b, \quad (43)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \varphi^{(2)}(y, 0) = 0, \quad |y| > \frac{1}{2}b. \quad (44)$$

Здесь H – глубина фарватера;

b – ширина шпангоутного контура L ;

$B(y, z)$ – заданные значения нормальной производной искомого потенциала.

Для решения краевых задач (40)-(44) применим метод граничных интегральных уравнений [7]. Область определения потенциала $\varphi(y, z)$, охватываемая контуром Γ , представляет собой полосу, ограниченную линией дна $|y| < \infty, z = H$, частью свободной поверхности $|y| > \frac{1}{2}b, z = 0$ и контуром шпангоута L .

Пусть $P(y, z)$ – «точка наблюдения» на контуре Γ , в которой определяется значение потенциала $\varphi(y, z)$, а $M(\xi, \eta)$ – «текущая» точка, принадлежащая этому контуру. Граничные интегральные уравнения имеют вид

$$\frac{\theta}{2\pi} \varphi(P) = \int_{\Gamma} \varphi(M) \frac{dU(P, M)}{dN} dl - \int_{\Gamma} \frac{\partial \varphi(M)}{\partial N} U(P, M) dl, \quad (45)$$

где $U(P, M)$ и $\frac{\partial U(P, M)}{\partial N}$ – функция Грина краевой задачи (40)-(41), (43)

или (44) и ее нормальная производная. Учитывая условия (41), (43) или (44), налагаемые на функцию $\varphi(M)$ и ее нормальную производную $\frac{\partial \varphi(M)}{\partial N}$, получаем, что вместо контура Γ остается контур L рассматриваемого шпангоута, т.е.

$$\begin{aligned} \frac{\theta}{2\pi} \varphi^{(1),(2)}(P) &= \\ &= \int_L \varphi^{(1),(2)}(M) \frac{\partial U^{(1),(2)}(P, M)}{\partial N} dl - \int_L \frac{\partial \varphi^{(1),(2)}(M)}{\partial N} U^{(1),(2)}(P, M) dl. \end{aligned} \quad (46)$$

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

Величина θ в случае, когда P — угловая точка контура, принимается равной этому углу, иначе $\theta = \pi$.

Структура граничного интегрального уравнения (46) краевых задач для $\varphi^{(1)}(y, z)$ и $\varphi^{(2)}(y, z)$ одинакова, но функции Грина $U^{(1)}(y, z; \eta, \zeta)$ и $U^{(2)}(y, z; \eta, \zeta)$, а также их производные $\frac{\partial U^{(1)}(y, z; \eta, \zeta)}{\partial y}$, $\frac{\partial U^{(2)}(y, z; \eta, \zeta)}{\partial y}$, $\frac{\partial U^{(1)}(y, z; \eta, \zeta)}{\partial z}$ и $\frac{\partial U^{(2)}(y, z; \eta, \zeta)}{\partial z}$, различны. Приведем эти функции.

Функция $U^{(1)}(y, z; \eta, \zeta)$ и ее производные имеют следующие выражения:

$$\begin{cases}
 U^{(1)}(y, z; \eta, \zeta) = -\frac{1}{4\pi} [\ln b_1(y, z; \eta, \zeta) - \ln b_2(y, z; \eta, \zeta)], \\
 b_1(y, z; \eta, \zeta) = \begin{cases}
 \left\{ \operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right] - \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right] \right\}^2 + \\
 + \left\{ \operatorname{sh} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] \cos \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right] \right\}^2, & 0 < z < \zeta, \\
 \left\{ \operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right] - \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right] \right\}^2 + \\
 + \left\{ \operatorname{sh} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] \cos \left[\frac{\pi}{2h} z \right] \right\}^2, & \zeta < z < H,
 \end{cases} \\
 b_2(y, z; \eta, \zeta) = \begin{cases}
 \left\{ \operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right] + \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right] \right\}^2 + \\
 + \left\{ \operatorname{sh} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] \cos \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right] \right\}^2, & 0 < z < \zeta, \\
 \left\{ \operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right] + \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right] \right\}^2 + \\
 + \left\{ \operatorname{sh} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] \cos \left[\frac{\pi}{2h} z \right] \right\}^2, & \zeta < z < H,
 \end{cases}
 \end{cases} \quad (47)$$

$$\begin{cases}
 \frac{\partial U^{(1)}(y, z; \eta, \zeta)}{\partial y} = -\frac{\operatorname{sh} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right]}{4} \left(\frac{c_1^y(y, z; \eta, \zeta)}{b_1(y, z; \eta, \zeta)} - \frac{c_2^y(y, z; \eta, \zeta)}{b_2(y, z; \eta, \zeta)} \right), \\
 c_1^y(y, z; \eta, \zeta) = \operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] - \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right] \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right], \\
 c_2^y(y, z; \eta, \zeta) = \operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] + \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right] \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right],
 \end{cases} \quad (48)$$

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial U^{(1)}(y, z; \eta, \zeta)}{\partial y} &= \frac{\cos \left[\frac{\pi}{2h} z \right]}{4} \left(\frac{c_1^z(y, z; \eta, \zeta)}{b_1(y, z; \eta, \zeta)} + \frac{c_2^z(y, z; \eta, \zeta)}{b_2(y, z; \eta, \zeta)} \right), \\ c_1^z(y, z; \eta, \zeta) &= \operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right] - \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right], \\ c_2^z(y, z; \eta, \zeta) &= \operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right] + \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right]. \end{aligned} \right. \quad (49)$$

Функция Грина $U^{(2)}(y, z; \eta, \zeta)$ и ее производные имеют вид

$$\left\{ \begin{aligned} U^{(2)}(y, z; \eta, \zeta) &= -\frac{1}{4\pi} [\ln b_1(y, z; \eta, \zeta) + \ln b_2(y, z; \eta, \zeta)], \\ b_1(y, z; \eta, \zeta) &= \operatorname{sh}^2 \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] - 2 \left\{ \operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] - 1 \right\} \times \\ &\times \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right] \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right] + \left\{ \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right] - \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right] \right\}^2, \\ b_2(y, z; \eta, \zeta) &= \operatorname{sh}^2 \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] + 2 \left\{ \operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] - 1 \right\} \times \\ &\times \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right] \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right] + \left\{ \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right] + \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right] \right\}^2, \end{aligned} \right. \quad (50)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial U^{(2)}(y, z; \eta, \zeta)}{\partial y} &= -\frac{\operatorname{sh} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right]}{4} \left(\frac{c_1^y(y, z; \eta, \zeta)}{b_1(y, z; \eta, \zeta)} + \frac{c_2^y(y, z; \eta, \zeta)}{b_2(y, z; \eta, \zeta)} \right), \\ c_1^y(y, z; \eta, \zeta) &= \operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] - \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right] \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right], \\ c_2^y(y, z; \eta, \zeta) &= \operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] + \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right] \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right], \end{aligned} \right. \quad (51)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial U^{(2)}(y, z; \eta, \zeta)}{\partial y} &= \frac{\cos \left[\frac{\pi}{2h} z \right]}{4} \left(\frac{c_1^z(y, z; \eta, \zeta)}{b_1(y, z; \eta, \zeta)} - \frac{c_2^z(y, z; \eta, \zeta)}{b_2(y, z; \eta, \zeta)} \right), \\ c_1^z(y, z; \eta, \zeta) &= \operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right] - \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right], \\ c_2^z(y, z; \eta, \zeta) &= \operatorname{ch} \left[\frac{\pi}{4H} \frac{B}{T} (y - \eta) \right] \sin \left[\frac{\pi}{2h} \zeta \right] + \sin \left[\frac{\pi}{2h} z \right]. \end{aligned} \right. \quad (52)$$

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

В дальнейшем используется такое обозначение нормальных производных функции $U^{(1),(2)}(y, z; \eta, \zeta)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U^{(1),(2)}(y, z; \eta, \zeta)}{\partial N} &= V^{(1),(2)}(y, z; \eta, \zeta) = \\ &= \frac{\partial U^{(1),(2)}(y, z; \eta, \zeta)}{\partial y} \cos(N, y) + \frac{\partial U^{(1),(2)}(y, z; \eta, \zeta)}{\partial z} \cos(N, z). \end{aligned} \quad (53)$$

Выполним дискретизацию исходного интегрального уравнения. Для этого на шпангоуте L введем $2n+1$ точек $Q_1, Q_2, Q_3, \dots, Q_{n+1}, \dots, Q_{2n+1}$, разделив его на $2n$ участков. В пределах каждого участка часть шпангоута заменяется отрезком прямой, проходящей через граничные точки (Q_i, Q_{i+1}) . Отметим середины этих отрезков точками P_1, P_2, \dots, P_{2n} (всего $2n$ средних точек). Координаты точек $P_i(y_i, z_i)$: $y_i = \frac{1}{2}(y_i^* + y_{i+1}^*)$, $z_i = \frac{1}{2}(z_i^* + z_{i+1}^*)$, полудлина отрезка $Q_i Q_{i+1}$: $l_i = \frac{1}{2} \sqrt{(y_{i+1}^* - y_i^*)^2 + (z_{i+1}^* - z_i^*)^2}$, причем (y_i^*, z_i^*) и (y_{i+1}^*, z_{i+1}^*) - координаты точек Q_i и Q_{i+1} соответственно. Направляющие косинусы нормали к элементу $Q_i Q_{i+1}$ вычисляются так:

$$\begin{aligned} \cos(N_i, y) &= \frac{1}{2l_i}(z_{i+1}^* - z_i^*), \\ \cos(N_i, z) &= -\frac{1}{2l_i}(y_{i+1}^* - y_i^*). \end{aligned} \quad (54)$$

Дискретный аналог интегрального уравнения (46) с учетом приведенных выше соотношений можно записать в виде:

$$\sum_{j=1}^{2n} \varphi_{ij}^{(k)} a_{ij}^{(k)} = h_i^{(k)}, \quad i = 1, 2, \dots, 2n. \quad (55)$$

Верхний индекс $k=1$ относится к краевой задаче для $\varphi^{(1)}(y, z)$, а верхний индекс $k=2$ - к краевой задаче для $\varphi^{(2)}(y, z)$, $\varphi_i^{(k)} (i=1, 2, \dots, 2n)$ - массив искомых значений потенциала в точках $P_i(y_i, z_i)$.

Матрица $a_{ij}^{(k)}$ содержит диагональные ($i = j$) и недиагональные ($i \neq j$) элементы. Недиagonalный элемент имеет вид

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

$$a_{ij}^{(k)} = \int_{Q_j Q_{j+1}} V^{(k)}(y_i, z_i; \eta, \zeta) dl(\eta, \zeta). \quad (56)$$

Диагональный элемент имеет вид

$$a_{ii}^{(k)} = -\frac{1}{2} + \int_{Q_j Q_{j+1}} V^{(k)}(y_i, z_i; \eta, \zeta) dl(\eta, \zeta). \quad (57)$$

Интеграл в правой части формулы (57) следует понимать в смысле главного значения по Коши.

Массив правых частей $h_i^{(k)}$ получается умножением матрицы $b_{ij}^{(k)}$ на столбец значений граничного условия (42) на контуре L .

$$h_i^{(k)} = \sum_{j=1}^{2n} b_{ij}^{(k)} B(y_j, z_j), \quad i = 1, 2, \dots, 2n, \quad (58)$$

$$b_{ij}^{(k)} = \int_{Q_j Q_{j+1}} U^{(k)}(y_i, z_i; \eta, \zeta) dl(\eta, \zeta). \quad (59)$$

В диагональных элементах $b_{ii}^{(k)}$ интеграл содержит логарифмическую особенность. Ее следует специально учесть при вычислении этого интеграла.

Итак, все элементы системы уравнений (55) полностью определены. Решения этой системы $\{\varphi_i^{(k)}(y_i, z_i)\}$, $i = 1, 2, \dots, 2n$ для краевой задачи $k = 1$, соответствующей бесконечно большой частоте колебаний σ , или для краевой задачи $k = 2$, которая отвечает нулевой частоте колебаний σ , доставляют значения $A_+(y, z; x)$ потенциала скоростей, который фигурирует в формулах для P_j и Q_j . Наличие двух решений для различных частотных режимов в принципе позволяет подобрать вариант, наибольшим образом соответствующий экспериментальным данным за счет использования возможностей суммирования значений потенциалов $\varphi^{(k)}(y, z)$, $k = 1, 2$ в различных соотношениях.

Приведенное теоретическое решение краевой задачи содержит всю необходимую информацию для определения на основе линейной теории волновых движений жидкости всех гидродинамических характеристик судна, совершающего качку без хода на регулярном волнении в мелководном фарватере.

**ПОТЕНЦИАЛ СКОРОСТЕЙ, ВЫЗВАННЫХ КАЧКОЙ СУДНА,
ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННОГО ОТНОСИТЕЛЬНО
НАБЕГАЮЩИХ ВОЛН НА МЕЛКОВОДЬЕ**

ЛИТЕРАТУРА

1. Воробьев Ю.Л. Гидродинамика судна в стесненном фарватере. – СПб.: Судостроение, 1992. – 224 с.
2. Хаскинд М.Д. Гидродинамическая теория качки корабля. – М.: Наука, 1973. 327 с.
3. Newman J.N. The exciting forces on fixed bodies in waves// *Journal of Ship Research*. – 1967. – Vol. 6. № 3. P. 10-17.
4. Kotic J., Mangulis V. On the Kramers-Kronig relations for ship motions // *International Shipbuilding Progress*. – 1962. – Vol. 9. – № 97. – P. 361-368.
5. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. – М.: Наука, 1968. – 720 с.
6. Кочин Н.Е. Плоская задача об установившихся колебаниях тел под свободной поверхностью тяжелой несжимаемой жидкости// *Известия АН СССР, ОТН.* – 1935. – Вып. 4. – С. 37-62
7. Бенерджи П., Баттерфилд Р. Методы граничных элементов в прикладных науках. – М.: Мир, 1984. – 480 с.

Надійшла 20.08.09

**ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА
ПРИ РАСЧЁТЕ ПОСАДКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

С помощью метода сращиваемых асимптотических разложений получено решение задачи о динамической посадке судна, движущегося на значительном мелководье, содержащего дополнительный учет глубины фарватера. Для численного определения решения предложен метод расчёта конечной части особого интеграла, имеющего полюс второго порядка в подынтегральной функции.

За допомогою зрощувальних асимптотичних розкладань отримано рішення проблеми обчислення динамічної посадки судна, яке рухається на «значному» мілководді. Це рішення приблизно враховує додатковий вплив глибини фарватеру. Для розрахунків запропонований метод обчислення кінцевої частини спеціального інтеграла, який містить полюс другого порядку.

Using asymptotic expansion method the evaluation of sinkage and trim problem for a vessel propagating under shallow water conditions is given. The method of determination the value of a special integral, which integrand has a second order pole, is demonstrated.

Ключевые слова: *значительное мелководье, динамическая посадка, сращивание асимптотических разложений, полюс второго порядка.*

Математическая модель удлинённого судна, у которого малы отношения его ширины B и осадки T к длине L , т.е. $\frac{B}{L} = O(\varepsilon)$, $\frac{T}{L} = O(\varepsilon)$, $\varepsilon \ll 1$, а продольные расстояния, на которых происходят заметные изменения формы корпуса, конечны, используется для решения гидродинамических задач о движении этого судна на значительном мелководье, когда отношение глубины фарватера H к осадке T близко к единице, т.е. $\frac{H}{T} = O(1)$ [1, 2, 3, 4].

В предположениях линейной теории область E , занятая жидкостью, представляет собой слой $0 \leq z \leq H$, ограниченный невозмущённой свободной поверхностью U , поверхностью корпуса судна S и горизонтальным дном фарватера $z = H$. Потенциал возмущённых движением судна с скоростью V скоростей жидкости $\Phi(x, y, z)$ – гармоническая в области E функция, удовлетворяющая на границах U , S и H следующим условиям:

– условию линейной теории волн на свободной поверхности $z = 0$.

**ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА
ПРИ РАСЧЁТЕ ПОСАДКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{g}{V^2} \frac{\partial}{\partial z} \right) \Phi(x, y, 0) = 0; \quad (1)$$

– условиям непротекания жидкости через поверхность корпуса S и дно водоёма

$$\frac{\partial}{\partial n} \Phi(x, y, z) = V \cos(n, x), (x, y, z) \in S \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \Phi(x, y, H) = 0, -\infty < x < \infty, -\infty < y < \infty. \quad (3)$$

Возмущенные движением судна скорости жидкости затухают на большом удалении от корпуса

$$\lim_{\rho \rightarrow \infty} \Phi(x, y, z) = 0, \rho = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}. \quad (4)$$

Разделим условно область E на две зоны [5]: внешнюю, в которой $\frac{y}{L} = O(1)$ и внутреннюю, в которой $\frac{y}{L} = O(\varepsilon)$.

Глубина фарватера H есть $O(\varepsilon)$. Обратимся сначала к внешней зоне. Разложим функцию $\Phi(x, y, z)$ в ряд Тейлора вблизи $z = H$ по степеням $(z - H) = O(\varepsilon)$

$$\hat{O}(x, y, z) = \hat{O}_0(x, y) + (z - H) \hat{O}_1(x, y) + \frac{1}{2} (z - H)^2 \hat{O}_2(x, y) + O(\varepsilon^3). \quad (5)$$

Из условия (3) следует, что $\hat{O}_1(x, y) = 0$ и поэтому

$$\hat{O}(x, y, z) = \hat{O}_0(x, y) + \frac{1}{2} (z - H)^2 \hat{O}_2(x, y) + O(\varepsilon^3). \quad (6)$$

Учитывая гармоничность потенциала $\Phi(x, y, z)$ и применяя к (6) оператор Лапласа, находим, что

$$\hat{O}_2(x, y) = - \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \hat{O}_0(x, y) + O(\varepsilon^3) \quad (7)$$

**ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА
ПРИ РАСЧЁТЕ ПОСАДКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

и поэтому

$$\hat{O}(x, y, z) = \hat{O}_0(x, y) - \frac{1}{2}(z-H)^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \hat{O}_0(x, y) + O(\varepsilon^3) \quad (8)$$

Подставляя (8) в граничное условие (1), находим

$$\left(\alpha^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \hat{O}_0(x, y) = 0, \quad \alpha^2 = 1 - F_h^2, \quad F_h = \frac{V}{\sqrt{gH}}, \quad (x, y) \in \Sigma^0. \quad (9)$$

Здесь Σ^0 – свободная поверхность жидкости $z=0$ с исключённым отрезком $\left[-\frac{L}{2}, \frac{L}{2} \right]$, продольной оси Ox . Если движение судна происходит в докритическом режиме, то $F_h < 1$.

Таким образом для наблюдателя, находящегося далеко от судна, оно представляется отрезком $\left[-\frac{L}{2}, \frac{L}{2} \right]$ оси Ox , а область, занятая жидкостью, свободной поверхностью $z=0$ с этим исключённым отрезком. Такая трактовка обтекания судна была впервые дана Е.О. Таком [1].

Заметим теперь, что картина течения симметрична относительно диаметральной плоскости судна $y=0$, причём

$$\begin{aligned} \Phi(x, +0, z) &= \Phi(x, -0, z), \\ \frac{\partial}{\partial y} \Phi(x, +0, z) &= -\frac{\partial}{\partial y} \Phi(x, -0, z). \end{aligned} \quad (10)$$

Отсюда, в частности, следует, что

$$\begin{aligned} \Phi_0(x, +0) &= \Phi_0(x, -0), \\ \frac{\partial}{\partial y} \Phi_0(x, +0) - \frac{\partial}{\partial y} \Phi_0(x, -0) &= f(x), \end{aligned} \quad (11)$$

причём величина скачка $f(x)$ пока остаётся неизвестной.

Полагая временно, что функция $f(x)$ известна, получим, следуя [6], решение дифференциального уравнения (9), которое доставляет непрерывный потенциал и скачок его нормальной производной при перехо-

**ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА
ПРИ РАСЧЁТЕ ПОСАДКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

де через образ судна во внешней зоне – отрезок $\left[-\frac{L}{2}, \frac{L}{2}\right]$ оси Ox , как это требуется по условиям (11).

$$\Phi_0(x, y) = \frac{1}{2\pi\alpha} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} f(\xi) \ln \left[\frac{1}{\sqrt{(x-\xi)^2 + \alpha^2 y^2}} \right] d\xi. \quad (12)$$

Очевидно, что

$$\frac{\partial \Phi_0(x, \pm 0)}{\partial y} = \pm \frac{1}{2} f(x). \quad (13)$$

Для изучения движения жидкости во внутренней зоне введём «растянутые» координаты $\eta = \frac{y}{\varepsilon}$, $\xi = \frac{z}{\varepsilon}$, $\varepsilon \ll 1$.

С точностью до малых второго порядка движение жидкости во внутренней зоне становится двумерным и происходит в шпангоутных плоскостях. В шпангоутной плоскости $E_0(x)$ потенциал $\Phi_0(\eta, \xi; x)$ – гармоническая функция по координатам (η, ξ) . Она удовлетворяет условию непротекания

$$\frac{\partial}{\partial n} \Phi_0(\eta, \xi; x) = V \frac{dn}{dx} \quad (14)$$

через шпангоутный контур $K(x)$, свободную поверхность $\xi = 0$ с исключённой конструктивной ватерлинией $b(x) = \frac{B(x)}{\varepsilon}$ и дно водоёма $\zeta = \frac{H}{\varepsilon} = h$.

$$\frac{\partial}{\partial \zeta} \Phi_0(\eta, 0; x) = 0, \quad \frac{\partial}{\partial \zeta} \Phi_0(\eta, h; x) = 0. \quad (15)$$

Заметим, что $b(x)$ и h – ширина действующей ватерлинии на шпангоуте $K(x)$ и глубина фарватера, измеренные в масштабе «растянутых» координат, $\frac{\partial}{\partial n}$ – оператор дифференцирования по внешней нормали к контуру шпангоута, а dn – смещение в направлении этой нормали

**ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА
ПРИ РАСЧЁТЕ ПОСАДКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

точек шпангоутного контура при переходе от сечения с абсциссой x к сечению с абсциссой $x+dx$.

Для решения задачи в целом теперь достаточно иметь асимптотическое решение задачи во внутренней зоне на её внешней границе, т.е. при $z \rightarrow \pm\infty$. Для отыскания такой асимптотики применим простые физические соображения. Граничное условие (14) позволяет интерпретировать контур $K(x)$ как некий плоский источник, продуцирующий вонне поток жидкости. Расход такого источника –

$$Q(x) = \oint_{K(x)} \frac{\partial}{\partial n} \Phi_0(\eta, \zeta; x) dl = V \frac{dS(x)}{dx}, \quad (16)$$

где $S(x)$ – уравнение строевой по шпангоутам по действующую ватерлинию. Граничные условия (15) означают, что через свободную поверхность и дно водоёма жидкость не протекает. Следовательно, весь поток жидкости остаётся в пределах полосы $0 \leq \zeta \leq h$. Учитывая поперечную симметрию картины обтекания, заметим, что поток, условно индуцируемый контуром $K(x)$, разделяется на две симметричные части и на бесконечном (в масштабе внутренней зоны) удалении от контура становится равномерным с двумя противоположными направлениями течения. В координатах внешней зоны скорость течения жидкости в каждом из направлений равна $\pm \frac{V}{2H} \frac{dS(x)}{dx}$. Сращивание решений краевых задач для потенциала скоростей во внешней и внутренней зонах выполняется за счёт равенства скоростей течения в этих зонах на их границе. С учётом (13) это означает, что

$$\pm \frac{1}{2} f(x) = \pm \frac{V}{2H} \frac{dS(x)}{dx}. \quad (17)$$

Используя представления (12), получаем

$$\Phi_0(x, y) = -\frac{V}{2\pi\alpha H} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{dS(x)}{d\xi} \ln \sqrt{(x-\xi)^2 + \alpha^2 y^2} d\xi. \quad (18)$$

Вернёмся к уравнению (9), из которого следует, что

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \hat{O}_0(x, y) = F_h^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{O}_0(x, y). \quad (19)$$

**ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА
ПРИ РАСЧЁТЕ ПОСАДКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

Сравнивая (19) и (8), имеем

$$\hat{O}(x, y, z) = \hat{O}_0(x, y) - \frac{F_h^2}{2}(z-H)^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \hat{O}_0(x, y) + O(\varepsilon^3). \quad (20)$$

Осредним второе слагаемое в (20) по глубине H , принимая, что

$$\frac{1}{2}(z-H)^2 \approx \frac{1}{2H} \int_0^H (z-H)^2 dz = \frac{H^2}{6}. \quad (21)$$

С учётом (18) и (21) из (20) находим

$$\begin{aligned} \Phi_0(x, y) = & -\frac{V}{2\pi\alpha H} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{dS(\xi)}{d\xi} \ln \sqrt{(x-\xi)^2 + \alpha^2 y^2} d\xi + \\ & + \frac{VHF_h^2}{12\pi\alpha} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{dS(\xi)}{d\xi} \ln \sqrt{(x-\xi)^2 + \alpha^2 y^2} d\xi + O(\varepsilon^3) \end{aligned} \quad (22)$$

На разрезе $\left[-\frac{L}{2}, \frac{L}{2}\right]$ оси Ox , который представляет собой образ корпуса судна во внешней зоне, потенциал скоростей $\Phi_0(x, 0)$ можно представить в виде специальной функции

$$\Phi_0(x, 0) = -\frac{V}{2\pi\alpha H} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{dS(\xi)}{d\xi} \ln|x-\xi| d\xi + \frac{VHF_h^2}{12\pi\alpha} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{dS(\xi)}{d\xi} \frac{d\xi}{|x-\xi|^2}. \quad (23)$$

Особый характер интегралов, составляющих функцию (23), будет исследован ниже, после определения вертикальной силы и дифференцирующего момента, которые действуют на движущееся судно. Гидродинамическое давление $p(x)$ в потенциальном потоке определяется по формуле

$$p(x) = -\rho V \frac{\partial \Phi_0(x, 0)}{\partial x}, \quad (24)$$

а гидродинамическая вертикальная сила Fz и дифференцирующий момент My вычисляются из соотношений

$$Fz = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} p(x) B(x) dx, \quad My = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} p(x) B(x) (x-x_f) dx, \quad (25)$$

**ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА
ПРИ РАСЧЁТЕ ПОСАДКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

где $B(x)$ – ширина действующей ватерлинии на шпангоуте с абсциссой x , x_f – абсцисса центра тяжести этой ватерлинии.

Учитывая (23), (24) и (25), находим

$$F_z = \frac{\rho V^2}{2\pi H \sqrt{1-F_h^2}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} B(x) \frac{dS(\xi)}{d\xi} \frac{d\xi dx}{|x-\xi|} -$$

$$- \frac{\rho V^2 H F_h^2}{12\pi \sqrt{1-F_h^2}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{dB(x)}{dx} \frac{dS(\xi)}{d\xi} \frac{d\xi dx}{|x-\xi|^2}$$
(26)

$$M_y = \frac{\rho V^2}{2\pi H \sqrt{1-F_h^2}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} B(x) (x-x_f) \frac{dS(\xi)}{d\xi} \frac{d\xi dx}{|x-\xi|} -$$

$$- \frac{\rho V^2 H F_h^2}{12\pi \sqrt{1-F_h^2}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \left[\frac{dB(x)}{dx} (x-x_f) + B(x) \right] \frac{dS(\xi)}{d\xi} \frac{d\xi dx}{|x-\xi|^2}$$
(27)

Заметим, что вторые интегралы в (26) и (27) получены после интегрирования исходных выражений по частям в предположении, что $B\left(\pm \frac{L}{2}\right) \equiv 0$.

В исследованиях по гидродинамике судна используется обобщённая функция [7]

$$\left(V_p \frac{1}{x}, \varphi(x) \right) = V_p \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi(x)}{x} dx = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left(\int_{-\infty}^{-\varepsilon} \frac{\varphi(x)}{x} dx + \int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{\varphi(x)}{x} dx \right),$$
(28)

которая называется главным значением интеграла по Коши, точнее его конечной частью (valeur principale). Эта обобщённая функция не вызывает особых трудностей при её вычислении. По аналогии с ней вводится более сложная обобщённая функция $Pf\left(\frac{1}{x^2}, \varphi(x)\right)$ по правилу [8]

$$\left(Pf \frac{1}{x^2}, \varphi(x) \right) = Pf \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi(x)}{x^2} dx = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left[\left(\int_{-\infty}^{-\varepsilon} \frac{\varphi(x)}{x^2} dx + \int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{\varphi(x)}{x^2} dx \right) - \frac{2\varphi(0)}{\varepsilon} \right],$$
(29)

**ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА
ПРИ РАСЧЁТЕ ПОСАДКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

которая называется конечной частью (partie finie) интеграла $\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi(x)}{x^2} dx$.

Рассмотрим, учитывая представления (26) и (27), такой интеграл:

$$I = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} M(x)V(\xi) \frac{dx d\xi}{(x-\xi)^2}, \quad (30)$$

где $M(x)$ и $V(x)$ заданные непрерывные функции.

Выполним в нём следующую замену переменных:

$$\begin{aligned} x &= \frac{s-t}{\sqrt{2}}, \quad s = \frac{x+\xi}{\sqrt{2}}, \\ \xi &= \frac{s+t}{\sqrt{2}}, \quad t = \frac{\xi-x}{\sqrt{2}}. \end{aligned} \quad (31)$$

Тогда

$$I = \int_{-\frac{L}{\sqrt{2}}}^0 \frac{dt}{2t^2} \int_{-(t+\frac{L}{\sqrt{2}})}^{t+\frac{L}{\sqrt{2}}} M\left(\frac{s-t}{\sqrt{2}}\right)V\left(\frac{s+t}{\sqrt{2}}\right) ds + \int_0^{\frac{L}{\sqrt{2}}} \frac{dt}{2t^2} \int_{(t-\frac{L}{\sqrt{2}})}^{-(t+\frac{L}{\sqrt{2}})} M\left(\frac{s-t}{\sqrt{2}}\right)V\left(\frac{s+t}{\sqrt{2}}\right) ds. \quad (32)$$

Обозначим

$$\begin{cases} F_1(t) = \frac{1}{2} \int_{-(t+\frac{L}{\sqrt{2}})}^{t+\frac{L}{\sqrt{2}}} M\left(\frac{s-t}{\sqrt{2}}\right)V\left(\frac{s+t}{\sqrt{2}}\right) ds \quad \text{и} \quad \delta \in \left(-\frac{L}{\sqrt{2}}, 0\right); \\ F_2(t) = \frac{1}{2} \int_{(t-\frac{L}{\sqrt{2}})}^{-(t+\frac{L}{\sqrt{2}})} M\left(\frac{s-t}{\sqrt{2}}\right)V\left(\frac{s+t}{\sqrt{2}}\right) ds \quad \text{и} \quad \delta \in \left(0, \frac{L}{\sqrt{2}}\right). \end{cases} \quad (33)$$

Заметим, что

$$F_1(0) = F_2(0) = \frac{1}{2} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} M\left(\frac{s}{\sqrt{2}}\right)V\left(\frac{s}{\sqrt{2}}\right) ds = F(0). \quad (34)$$

**ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА
ПРИ РАСЧЁТЕ ПОСАДКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

Кроме того, очевидно, что

$$F_1\left(-\frac{L}{\sqrt{2}}\right)=0, F_2\left(-\frac{L}{\sqrt{2}}\right)=0. \quad (35)$$

Таким образом, можно считать, что $F(t) = 0$ вне отрезка $\left[-\frac{L}{\sqrt{2}}, \frac{L}{\sqrt{2}}\right]$ и поэтому полагать, что функция $F(t)$ непрерывна на $(-\infty, \infty)$, финитная с носителем $\left[-\frac{L}{\sqrt{2}}, \frac{L}{\sqrt{2}}\right]$.

Записав интеграл (32) в виде

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F(t)}{t^2} dt, \quad (36)$$

можно исследовать его конечную часть

$$Pf \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F(t)}{t^2} dt = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left[\int_{-\frac{L}{\sqrt{2}}}^{-\varepsilon} \frac{F_1(t)}{t^2} dt + \int_{\varepsilon}^{\frac{L}{\sqrt{2}}} \frac{F_2(t)}{t^2} dt - \frac{2F(0)}{\varepsilon} \right]. \quad (37)$$

Рассмотрим интеграл $\int_{-\frac{L}{\sqrt{2}}}^{-\varepsilon} \frac{F_1(t)}{t^2} dt$. Выполним в этом интеграле

замену переменной $t = -\phi$, $dt = -d\phi$, $t = -\frac{L}{\sqrt{2}} \rightarrow \phi = \frac{L}{\sqrt{2}}$, $t = -\varepsilon \rightarrow \phi = \varepsilon$. Тогда

$$\int_{-\frac{L}{\sqrt{2}}}^{-\varepsilon} \frac{F_1(t)}{t^2} dt = \int_{\varepsilon}^{\frac{L}{\sqrt{2}}} \frac{F_1(-\tau)}{\tau^2} d\tau. \quad (38)$$

Следовательно,

$$Pf \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F(t)}{t^2} dt = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left[\int_0^{\frac{L}{\sqrt{2}}} [F_1(-t) + F_2(t)] \frac{dt}{t^2} - \frac{2F(0)}{\varepsilon} \right]. \quad (39)$$

**ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА
ПРИ РАСЧЁТЕ ПОСАДКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

Поскольку

$$F(-t) = \frac{1}{2} \int_{t-\frac{L}{\sqrt{2}}}^{-t+\frac{L}{\sqrt{2}}} M\left(\frac{s+t}{\sqrt{2}}\right) V\left(\frac{s-t}{\sqrt{2}}\right) ds, \quad (40)$$

то

$$F_1(-t) + F_2(t) = \frac{1}{2} \int_{t-\frac{L}{\sqrt{2}}}^{-t+\frac{L}{\sqrt{2}}} \left[M\left(\frac{s+t}{\sqrt{2}}\right) V\left(\frac{s-t}{\sqrt{2}}\right) + M\left(\frac{s-t}{\sqrt{2}}\right) V\left(\frac{s+t}{\sqrt{2}}\right) \right] ds, \quad (41)$$

$$Pf \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F(t)}{t^2} dt = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left\{ \int_0^{\frac{L}{\sqrt{2}}} dt \frac{1}{t^2} \int_{t-\frac{L}{\sqrt{2}}}^{-t+\frac{L}{\sqrt{2}}} \left[M\left(\frac{s+t}{\sqrt{2}}\right) V\left(\frac{s-t}{\sqrt{2}}\right) + M\left(\frac{s-t}{\sqrt{2}}\right) V\left(\frac{s+t}{\sqrt{2}}\right) \right] ds - \frac{2F(0)}{\varepsilon} \right\} \quad (42)$$

При вычислении интеграла (42) применяется приём, аналогичный тому, который широко используется при расчёте интеграла в смысле главного значения по Коши (28).

При малых значениях ε можно с достаточной степенью точности полагать, что

$$\left(Vp \frac{1}{x}, \varphi(x) \right) = \int_{-\infty}^{-\varepsilon} \frac{\varphi(x)}{x} dx + \int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{\varphi(x)}{x} dx. \quad (43)$$

Это равенство тем точнее, чем меньше величина ε .

Значения результирующих вертикальной гидродинамической силы Fz и гидродинамического дифференцирующего момента Mu , рассчитанные по формулам (26) и (27) с учётом описанной выше методики, можно использовать для определения элементов динамической посадки судна, идущего на значительном мелководье:

- вертикального перемещения миделя судна

$$\Delta T = - \frac{Fz}{\gamma S_{wl}}, \quad (44)$$

- дифферента судна

$$\psi = \frac{Mu}{\gamma (J_0 - x_f^2 S_{wl})}, \quad (45)$$

**ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО ПРОЦЕССА
ПРИ РАСЧЁТЕ ПОСАДКИ СУДНА,
ДВИЖУЩЕГОСЯ НА ЗНАЧИТЕЛЬНОМ МЕЛКОВОДЬЕ**

где S_{WL} – площадь действующей ватерлинии;

x_f – абсцисса её центра тяжести;

J_0 – момент инерции площади ватерлинии вокруг поперечной оси.

Изменение осадок судна носом ΔT_H и кормой ΔT_K получаются в виде

$$\Delta T_H = \Delta T - \left(\frac{L}{2} - x_f \right) \psi; \quad \Delta T_K = \Delta T + \left(\frac{L}{2} + x_f \right) \psi. \quad (46)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Tuck E.O. Shallow water flows past slender bodies // Journal of fluid mechanics. – 1965. – Vol.26. – P.81-96.
2. Tuck E.O. Ship motions in shallow water // Journal of fluid mechanics. – 1975. – Vol.67. – Part 4. – P. 689-703.
3. Воробьёв Ю.Л., Веселовский Р.К. О движении судна на значительном мелководье // Судостроение и судоремонт: Сб. научн.тр. / ОИИМФ. – М.: Рекламинформбюро ММФ. – 1975. Вып. VI. – С.9-16.
4. Воробьёв Ю.Л., Лабин А.И. Задача о динамической посадке судна при движении по мелководному фарватеру, покрытому льдом // Вопросы судостроения и судоремонта / ОИИМФ. – М.: В/О «МТИР», 1983. – С.5-9.
5. Ван Дайк. Методы возмущений в механике жидкости. – М.: Мир, 1967. – 310 с.
6. Гахов Ф.Д. Краевые задачи. – М.: Физматгиз, 1963. – 639 с.
7. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1981. – 512 с.
8. Кёч В., Теодореску П. Введение в теорию обобщённых функций с приложениями к технике. – М.: Мир, 1978. – 518 с.

Надійшла 20.08.09

УТОЧНЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ГАЗООБМЕНА В ЦИЛИНДРЕ ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

Приведен вывод расчетных формул для определения давлений газа и воздуха в цилиндре, величин „время-сечение” периодов газообмена. Изложен новый подход к расчету процессов продувки в судовых дизелях. Доказано, что определение перепада давлений обладает свойством исключительной устойчивости.

Наведено висновок розрахункових формул для визначення тиску газу і повітря, величин „час-переріз” періодів газообміну. Викладено новий підхід до розрахунку процесів продування в судових дизелях. Доведено, що визначення перепаду тисків має властивості виняткової стійкості.

The summary of the calculated formulas for gas and air pressure definition, “time – cross section” values of gas exchange periods is given. A new approach to the calculation of scavenging processes in marine diesel engines is considered. It is proved that the pressure drop definition has the properties of exceptional resistance.

Ключевые слова: судовые дизели, газообмен, расчет.

Общепризнанным методом расчета основных параметров газообмена в дизелях является метод А.С. Орлина. В течение длительного периода его практического использования, метод не совершенствовался и, более того, постепенно искажался. Сейчас расчет газообмена по этому методу сводится к выбору перепадов давления во впускных и выпускных органах (назначаются давления: p_s – наддувочного воздуха перед цилиндром; p_n – в цилиндре за период продувки – принужденного выпуска; p_r – газов за цилиндром перед газовой турбиной), по которым определяются теоретически необходимые время-сечения и сравниваются с соответствующими располагаемыми. Если значения этих отношений расположены в границах 1,0-1,7 [1] или 1,1-1,4 [2], то результаты расчета признаются удовлетворительными. Но сам А. С. Орлин рекомендовал эти отношения брать близкими к единице (1,0-1,05).

В действительности, в результате расчета должны быть определены давления p_n , p_r , давление в момент открытия впускных органов p_d , фактическое начало продувки по известным располагаемым «время – сечениям», или по заданным p_n , p_r должны быть найдены теоретически необходимые «время – сечения» и сопоставлены с располагаемыми. В противном случае расчет теряет смысл. Только в случае грубой ошибки в назначении p_n и p_r результат расчета не попадет в диапазон, рекомендованный в [1, 2].

При решении уравнений истечения газа в период предварения выпуска А. С. Орлин с целью упрощения конечных расчетных формул принимает показатель политропы m расширения газа в этот период одинако-

УТОЧНЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ГАЗООБМЕНА В ЦИЛИНДРЕ ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

вым с показателем адиабаты k , т.е. $m = k = 1,3$. Но еще в [3] из экспериментальных данных m получается в пределах 1,36-1,65. В более поздних работах величина m уточнялась и по данным А. С. Орлина [4] составляла $m = 1,5$, в двигателе 74VTBF160 [5] $m = 1,36$, а по балансовому анализу газообмена, выполненному в [6] на основании экспериментов на двигателях Сторк HotI *8x76x160, Гетаверкен DM 760/1500 VGS7U, Зульцер RD76 $m = 1,45 - 1,5$.

В связи с этим целесообразно в расчетную формулу величины «время – сечение» предварения выпуска внести уточнение, приняв $m = 1,5$.

Величина «время – сечение» предварения выпуска состоит из трех составляющих

$$A_{np} = \int_{t_e}^{t_d} \frac{f dt}{V_{cp}} = A'_1 + A''_1 + A_2, \quad (1)$$

где для надкритической фазы истечения

$$\begin{aligned} A'_1 &= \frac{-1}{m\mu_{e1}\psi_{\max}\sqrt{RT_e}} \int_1^{p_{kp}/p_e} \left(\frac{p}{p_e}\right)^{\frac{1}{2m}-\frac{3}{2}} d\left(\frac{p}{p_e}\right) = \\ &= \frac{2}{\psi_{\max}\mu_{e1}(m-1)\sqrt{RT_e}} \times \left[\left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{\kappa-1-m}{\kappa-1} \frac{m-1}{2m}} \left(\frac{p_e}{p_r}\right)^{\frac{m-1}{2m}} - 1 \right], \end{aligned} \quad (2)$$

для подкритической фазы истечения

$$A''_1 = -\frac{1}{m\mu_{e1}\sqrt{RT_{kp}}} \int_1^{p_d/p_{kp}} \frac{1}{\psi} \left(\frac{p}{p_{kp}}\right)^{\frac{1}{2m}-\frac{3}{2}} d\left(\frac{p}{p_{kp}}\right) = \frac{1}{m\mu_{e1}\sqrt{RT_e}} \left(\frac{p_e}{p_r}\right)^{\frac{m-1}{2m}} Z, \quad (3)$$

где

$$Z = \int_{p_r/p_{kp}}^{p_r/p_d} \frac{d\left(\frac{p_r}{p}\right)}{\psi \left(\frac{p_r}{p}\right)^{\frac{1}{2m}+\frac{1}{2}}}$$

и поправка на изменение объема цилиндра во время истечения газа

$$A_2 = \frac{-1}{\mu_{e1}\psi_{\max}\sqrt{RT_e}} \int_{V_e}^{V_d} \frac{1}{\left(\frac{p}{p_e}\right)^{\frac{m-1}{2m}}} \frac{dV}{V} = \frac{-1,04}{\mu_{e1}\psi_{\max}\sqrt{RT_e}} \ln \frac{V_d}{V_e}. \quad (4)$$

**УТОЧНЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ГАЗООБМЕНА
В ЦИЛИНДРЕ ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ**

В этих формулах функция истечения

$$\psi = \sqrt{2 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{2/\kappa} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]} \quad (5)$$

имеет максимальное значение

$$\psi_{\max} = \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa + 1}} \quad (6)$$

при критическом отношении давлений

$$\beta_{\text{кр}} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{\text{кр}} = \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}. \quad (7)$$

При показателе адиабаты $k = 1,37$ (впуск воздуха в цилиндр в период продувки)

$$\beta_{\text{кр}} = 0,5336, \quad \psi_{\max} = 0,6799,$$

а при $k = 1,3$ (истечение газа из цилиндра)

$$\beta_{\text{кр}} = 0,5457, \quad \psi_{\max} = 0,6673.$$

В эти формулы входят:

p_e, T_e – давление и температура газа в момент открытия выпускных органов;

$p_{\text{кр}}$ – критическое давление газа;

V_d, V_e – объемы цилиндра в момент открытия впускных и выпускных органов;

μ_{e1} – коэффициент расхода выпускных органов в период предварения выпуска.

В результате численного интегрирования и последующей линейной аппроксимации получаем

$$Z = 2,258 \frac{p_r}{p} - 1,2. \quad (8)$$

Подставляя численные значения известных величин в выше приведенные выражения (2), (3) (4) получаем

$$A_1' = \frac{V_{cp}}{\mu_{e1} \sqrt{T_e}} \left[0,3296 \left(\frac{p_e}{p_r} \right)^{0,166} - 0,3535 \right] \quad (9)$$

**УТОЧНЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ГАЗООБМЕНА
В ЦИЛИНДРЕ ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ**

$$A_1'' = \frac{V_{cp}}{\mu_{e1} \sqrt{T_e}} = 0,0392 \left(\frac{P_e}{P_r} \right)^{0,166} \left(2,258 \frac{P_e}{P_r} \right)^{0,166} \left(2,258 \frac{P_r}{P_d} - 1,2 \right) \quad (10)$$

$$A_2 = \frac{-V_{cp}}{\mu_{e1} \sqrt{T_e}} = 0,0911 \ln \frac{V_d}{V_e}, \quad (11)$$

где

$$V_{cp} = 0,5(V_e + V_d) \quad (12)$$

Суммируя все составляющие, находим необходимое «время-сечение» предварения выпуска

$$A_{np} = \frac{V_{cp}}{\mu_{e1} \sqrt{T_e}} \left[\left(0,282 + 0,088 \frac{P_r}{P_d} \right) \left(\frac{P_e}{P_r} \right)^{0,166} - 0,3535 - 0,091 \ln \frac{V_d}{V_e} \right] \quad (13)$$

Если выполняется поверочный расчет, то по известной величине располагаемого «время-сечения» предварения выпуска A_{np}^p определяют давление в цилиндре p_d , решая уравнение (13) относительно p_d / p_r

$$p_d / p_r = \frac{0,088}{\left(\frac{\mu_{e1} \sqrt{T_e}}{V_{cp}} A_{np}^p + 0,3535 + 0,091 \ln \frac{V_d}{V_e} \right) \left(\frac{P_r}{P_e} \right)^{0,166} - 0,282} \quad (14)$$

$$p_d = \frac{0,088 \cdot p_r}{\left(\frac{\mu_{e1} \sqrt{T_e}}{V_{cp}} A_{np}^p + 0,3535 + 0,091 \ln \frac{V_d}{V_e} \right) \left(\frac{P_r}{P_e} \right)^{0,166} - 0,282} \quad (15)$$

При трапециевидном законе открытия выпускного клапана

$$A_{np}^p = F_{max} \left[(\varphi_1 - \varphi_e) / 2 + (\varphi_d - \varphi_1) \right] \frac{1}{6n} \quad (16)$$

$$F_{max} = \pi \cdot d_{кл} \cdot h_{кл} \cdot \cos \alpha_k \cdot 10^{-4}, \quad (17)$$

где F_{max} – наибольшее проходное сечение выпускного клапана;

n – частота вращения коленчатого вала.

По А. С. Орлину верхняя граница допустимого p_d определяется по формуле

$$\frac{p_d}{p_r} = 2,16 - \frac{0,068}{p_s} \quad (18)$$

Иначе давление p_d в допустимом интервале изменения давления p_s от 0,14 до 0,3 МПа должно быть ниже критического давления, в первую

УТОЧНЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ГАЗООБМЕНА В ЦИЛИНДРЕ ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

очередь, по причине сильного прорыва газа в продувочный коллектор, ухудшения процесса очистки цилиндра, снижения экономичности цикла и, наконец, из-за возможных пожаров и даже взрывов в продувочном коллекторе.

Таким образом, если выполняется условие (18), то это одновременно означает, что $p_d < p_{кр}$, а поэтому предположение о существовании двух режимов истечения (надкритического и подкритического) справедливо. Если условие (18) не удовлетворяется, то этот случай в проектировании ДВС невозможен и необходимо конструктивными мерами увеличивать «время-сечение» A_{np}^p .

После открытия впускных органов наступает фаза свободного выпуска – газ продолжает вытекать из цилиндра в выпускной коллектор под воздействием существующего перепада давлений, при этом газ частично поступает в продувочный коллектор, давление в цилиндре падает от p_d до $p_n = \xi_a p_s$, где коэффициент ξ_a характеризует потери давления воздуха при поступлении его в цилиндр через продувочные окна. В первом приближении значение ξ_a можно принимать от 0,95 до 0,98.

«Время-сечение» свободного выпуска определяется из (13) как разность двух значений – одного, рассчитанного при p_d , а второго, где вместо p_d подставляется значение p_n .

Тогда

$$A_{ce} = \frac{V'_{cp}}{\mu_{\epsilon_1} \sqrt{T_{\epsilon}}} \left[0,088 \left(\frac{p_{\epsilon}}{p_r} \right)^{0,166} \left(\frac{p_r}{p_n} - \frac{p_r}{p_d} \right) - 0,09 \ln \frac{V_n}{V_d} \right], \quad (19)$$

где $V'_{cp} = 0,5(V_d + V_n)$.

В этой формуле $\ln(V_n/V_d)$ величина, близкая к нулю, так что объем цилиндра за период свободного выпуска изменяется незначительно $V_n \approx V_d$ и второй составляющей в квадратных скобках можно пренебрегать.

Таким образом, имеем

$$A_{ce} = \frac{V_d}{\mu_{\epsilon_1} \sqrt{T_{\epsilon}}} \left[0,088 \left(\frac{p_{\epsilon}}{p_r} \right)^{0,166} \cdot \left(\frac{p_r}{p_n} - \frac{p_r}{p_d} \right) \right]. \quad (20)$$

Полученное значение A_{ce} с учетом масштаба накладываем на диаграмму «время-сечение» и находим угол начала продувки φ_n . Применительно к двигателям LMC, RTA с гидроприводом выпускного клапана и трапециевидной диаграммой его открытия угол сдвига начала продувки относительно момента открытия продувочных окон легко определить по формуле

**УТОЧНЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ГАЗООБМЕНА
В ЦИЛИНДРЕ ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ**

$$\Delta\varphi = \frac{G_n}{F_{\max}} \cdot A_{ce} \quad (21)$$

Процесс продувки предполагается происходящим при постоянном перепаде давлений и, следовательно, при постоянном значении функции истечения ψ_n . Дифференциальное уравнение истечения

$$dG_n = \mu_n f_n \psi_n \sqrt{\frac{p_s}{V_s}} dt \quad (22)$$

после интегрирования имеет вид

$$G_n = \int f_n dt \cdot \mu_n \psi_n \sqrt{\frac{p_s}{V_s}}. \quad (23)$$

Масса воздуха G_n , которая прошла через сечение впускных органов за цикл

$$G_n = \varphi_q G_s \eta_n, \quad (24)$$

где φ_q – действительный коэффициент избытка продувочного воздуха;

G_s – масса воздуха, которая могла бы разместиться в объеме V_s при параметрах p_s, T_s ;

η_n – коэффициент наполнения цилиндра, отнесенный к полному ходу поршня.

После простых преобразований получаем необходимое «время-сечение» продувки

$$A_n = \frac{\varphi_q V_s \eta_n}{\mu_n \psi_n \sqrt{RT_s}} \quad (25)$$

Полное располагаемое «время-сечение» продувки можно определить в виде

$$A_n^p = \frac{30\beta D_u S}{n} \left[\left(2\psi_s + \frac{\lambda_{uu}}{4} - 1 \right) \left(\pi - \frac{\varphi_d}{57,3} \right) + \sin \varphi_d + \frac{\lambda_{uu}}{8} \sin 2\varphi_d \right] \quad (26)$$

Потерю располагаемого «время-сечения» продувки из-за свободного выпуска найдем по той же формуле (26)

$$\Delta A_n = \frac{30\beta D_u S}{2n} \left[\left(2\psi_s + \frac{\lambda_{uu}}{4} - 1 \right) \frac{\Delta\varphi}{57,3} + (\sin \varphi_d - \sin \varphi_n) + \frac{\lambda_{uu}}{8} (\sin 2\varphi_d - \sin 2\varphi_n) \right]. \quad (27)$$

Действительное «время-сечение» продувки

$$A_{n1}^p = A_n^p - \Delta A_n. \quad (28)$$

УТОЧНЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ГАЗООБМЕНА В ЦИЛИНДРЕ ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

В этих формулах:

S – ход поршня;

n – частота вращения коленчатого вала;

ψ_s – потерянная доля хода поршня из-за наличия продувочных окон;

$\lambda_{ш}$ – отношение радиуса кривошипа к длине шатуна;

φ_d – начало открытия продувочных окон (отсчет от ВМТ);

$\varphi_n = \varphi_d + \Delta\varphi$;

$\beta = \epsilon_n / \pi D_{ш}$ – суммарная ширина продувочных окон.

Имея A_{n1}^p , приравниваем к A_n в формуле (25) и решаем относительно ψ_n

$$\psi_n = \frac{\varphi_q \cdot V_s \cdot \eta_n}{\mu_n \cdot A_{n1}^p \cdot \sqrt{RT_s}}. \quad (29)$$

По значению ψ_n с помощью графиков функции истечения находим перепад давления $\beta_n = p_n / p_s$, или находим его по формуле

$$\beta = 1 - 0,02639 \psi - 0,281 \psi^2 - 0,52 \psi^3 \quad (30)$$

Большое преимущество прямого метода определения перепада давлений по величине β через известное значение функции истечения ψ состоит в том, что в большом интервале $\Delta\psi$ из-за ошибок в задании коэффициента расхода μ или коэффициента избытка воздуха на продувку φ_q интервал β оказывается во много раз меньше и решение будет достаточно устойчивым во всем возможном диапазоне изменения ψ .

Действительно, продифференцировав (4) и умножив каждую составляющую с последующим делением на одинаковые величины, имеем

$$\beta \frac{d\beta}{\beta} = -0,0264 \psi \frac{d\psi}{\psi} - 0,56 \psi^2 \frac{d\psi}{\psi} - 1,56 \psi^3 \frac{d\psi}{\psi}. \quad (31)$$

Обозначив относительные изменения $\delta\psi = \frac{d\psi}{\psi}$, $\delta\beta = \frac{d\beta}{\beta}$, а также учитывая, что $\beta \approx 1$, запишем

$$\delta\beta = -0,0264 \psi \delta\psi - 0,56 \psi^2 \delta\psi - 1,56 \psi^3 \delta\psi$$

и тогда найдем

$$\frac{\delta\beta}{\delta\psi} = -0,0264 \psi - 0,56 \psi^2 - 1,56 \psi^3. \quad (32)$$

УТОЧНЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ГАЗООБМЕНА В ЦИЛИНДРЕ ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

В нормально спроектированных системах газообмена ψ_n лежит в границах 0,20-0,25, откуда следует, что интервал отклонения $\delta\beta$ в 15-25 раз меньше интервала отклонения $\delta\psi$.

Принужденный выпуск определяется по тому же дифференциальному уравнению, что и продувка, поэтому необходимое «время-сечение» принужденного выпуска

$$A_{n\epsilon} = \frac{G_{n\epsilon}}{\mu_\epsilon \psi_\epsilon \sqrt{\frac{p_n}{v_n}}}, \quad (33)$$

где $G_{n\epsilon}$ – масса газа, которая проходит через сечение выпускных органов от момента начала продувки до закрытия продувочных окон;

ψ_ϵ – функция истечения за то же время;

p_n, v_n – давление и удельный объем газа в цилиндре за период принужденного выпуска

$$G_{n\epsilon} = G_n - G_o = \frac{3484 p_s V_s \varphi_q \eta_n}{T_s} - G_o, \quad (34)$$

где G_o – масса газа, которая вышла из цилиндра за период предварения и свободного выпуска

$$G_o = 3484 \left(\frac{p_\epsilon V_\epsilon}{T_\epsilon} - \frac{p_n V_n}{T_n} \right).$$

Здесь

$$p_\epsilon = \frac{p_z}{(V_\epsilon / \rho V_c)^{n_2}}; T_\epsilon = \frac{T_z}{(V_\epsilon / \rho V_c)^{n_2-1}};$$

$$V_\epsilon = V_c + 0,5V_s \left[(1 - \cos \varphi_\epsilon) + \frac{\lambda_{uu}}{4} (1 - \cos 2\varphi_\epsilon) \right]. \quad (35)$$

Давление p_n получено из расчета процесса продувки, V_n – объем цилиндра в начале продувки определяется по формуле (35), в которой текущий угол φ_ϵ заменяется вычисленным раньше углом φ_n , T_n – температура газов в цилиндре в начале продувки в предположении, что процесс расширения является политропным с показателем $m=1,5$

$$T_n = T_\epsilon \left(\frac{p_n}{p_\epsilon} \right)^{\frac{m-1}{m}}. \quad (36)$$

УТОЧНЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ГАЗООБМЕНА В ЦИЛИНДРЕ ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

В процессе принужденного выпуска температура смеси в цилиндре падает и ее среднее значение А. С. Орлин предлагал определять по формуле

$$T_{cp} = \frac{T_n - T_a}{\ln(T_n / T_a)}. \quad (37)$$

Заменяя в (33) v_n из уравнения состояния, получим

$$A_{n.г} = \frac{G_{ng} \sqrt{RT_{cp}}}{\mu_g \psi_g p_n} 10^{-6}. \quad (38)$$

Располагаемое «время-сечение» принужденного выпуска с учетом потери на свободный выпуск и фазу потери заряда определяется по диаграмме «время-сечение» для выпускного клапана, а для современных двигателей с трапециевидной формой диаграммы открытия выпускного клапана, A_{ng}^p можно вычислять по формуле

$$A_{ng}^p = F_{\max} (\varphi_{d1} - \varphi_n) \frac{1}{6n}. \quad (39)$$

Решая (38) относительно ψ_g , получим

$$\psi_g = \frac{G_{ng} \sqrt{RT_{cp}} 10^{-6}}{\mu_g A_{ng}^p p_n}. \quad (40)$$

А зная ψ_g , по формуле (30) находим β_g , откуда давление газа за цилиндром

$$p_r = \beta_g p_n. \quad (41)$$

Для расчета фазы потери заряда необходимо по диаграмме «время-сечение» определить располагаемое «время-сечение» потери заряда A_{nz}^p для двигателей типа LMC, RTA

$$A_{nz}^p = F_{\max} [\varphi_2 - \varphi_{d1} + 0,5(\varphi_a - \varphi_2)] \frac{1}{6n},$$

тогда потеря заряда

$$G_{nz} = \mu_{g1} \psi_g A_{nz}^p \frac{p_n 10^6}{\sqrt{287 T_{cp}}}. \quad (42)$$

Масса заряда в момент закрытия выпускных органов (в начале сжатия)

$$G_a = G_{\varphi_{d1}} - G_{nz} = \frac{p_n V_d 10^6}{RT_a} - G_{nz}, \quad (43)$$

а часть потерянного заряда

УТОЧНЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ГАЗООБМЕНА В ЦИЛИНДРЕ ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

$$\delta G_{nz} = \frac{G_{nz} \cdot 10^{-6}}{p_n \cdot V_d} RT_a = \frac{G_{nz}}{G_{d1}}. \quad (44)$$

Коэффициент наполнения цилиндра, отнесенный к полному ходу поршня

$$\eta_n = \frac{G_a}{G_s} = \frac{G_a \cdot 10^{-6}}{p_s V_s} RT_s. \quad (45)$$

В период потери заряда поршень выполняет работу не только выталкивания, но и сжатия заряда воздуха. Если допустить, что этот процесс изотермический, что близко к реальности, то

$$\frac{p_a}{p_n} = \frac{V_d}{V_a} \frac{G_a}{G_{\phi d1}}, \quad (46)$$

где V_a – объем цилиндра в момент закрытия выпускных органов (определяется по углу ϕ_a);

$G_{\phi d1}$ – масса смеси в цилиндре в момент закрытия продувочных окон.

Расчеты показывают, что в двигателях типа LMC, RTA δG_{nz} составляет до 10 %, а повышение отношения давлений p_a/p_n достигает 1,05.

Таким образом, в предлагаемом методе окончательными результатами расчета являются не только давления в цилиндре в период принужденного выпуска и продувки и давление за цилиндром, но и определение потери заряда воздуха в двухтактных двигателях и дозарядки цилиндра воздухом в четырехтактных, а также определение качественных показателей газообмена – коэффициента остаточных газов при продувке камеры сгорания четырехтактных двигателей и коэффициента наполнения с учетом потери хода поршня на линии сжатия по балансу массы газа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петровский Н.В. Судовые ДВС и их эксплуатация. – М.: Транспорт, 1966.
2. Танатар Д.Б. Современные мощные судовые дизели. – Л.: Морской транспорт, 1958.
3. Глаголев Н.М. Рабочие процессы двигателей внутреннего сгорания. – К.- М.: Машгиз, 1950. – 480 с.
4. Орлин А.С. Процессы выхлопа и продувки в двухтактных быстросходных двигателях. – М.: Оборонгиз, 1940.
5. Судовые малооборотные дизели с турбонаддувом/ Под ред. Н.Н. Иванченко. – Л.: Судостроение, 1967.
6. Камкин С.В. Газообмен и наддув судовых дизелей. – Л.: Судостроение, 1972. – 200 с.

Надійшла 20.08.09

ПОВЫШЕНИЕ КПД УСТАНОВКИ КОМБИНИРОВАННОГО ЦИКЛА

Рассмотрена новая схема установки комбинированного цикла. Показано, что генерация насыщенного пара не в утилизационных парогенераторах, а путём многоступенчатого дросселирования жидкости приводит к увеличению эффективного КПД установки.

Розглянуто нову схему установки комбінованого циклу. Показано, що генерація насиченої пари не в утилізаційних парогенераторах, а шляхом багатоступеневого дроселювання рідини, веде до збільшення ефективного ККД установки.

A new scheme of combined cycle plant was considered. It is shown, that generation of the saturated steam not in utilization steam-boilers, but by means of multi-stage throttling lead to increase of the effective efficiency of the plant.

Ключевые слова: установка комбинированного цикла, эффективный КПД.

В последнее время всё шире применяются установки комбинированного цикла, состоящие из ГТУ и утилизирующей теплоту её выхлопных газов ПТУ [1]. Несмотря на более высокую стоимость таких установок по сравнению с ПТУ и жесткие требования к чистоте топлива, более высокий КПД установок комбинированного цикла оправдывает их строительство.

Цель данной работы – анализ новой схемы генерации пара в установке комбинированного цикла и оценка влияния этой схемы на КПД цикла.

Типичным представителем современных установок комбинированного цикла является установка фирмы Джeneral Электрик марки S107FA мощностью 263 МВт [2, 3]. Принципиальная схема и термодинамический цикл паровой части установки приведены на рис. 1 и 2 соответственно. Цифры на схеме соответствуют номерам точек на диаграмме T,s (рис. 2). Схема и цикл газовой части установки не изображены на этих рисунках, так как она не представляет интереса с точки зрения нашего анализа.

Установка работает следующим образом. Атмосферный воздух сжимается осевым компрессором и поступает в камеру сгорания, где нагревается до 1288 °С. Продукты сгорания расширяются в газовой турбине, работающей на электрогенератор, до давления, незначительно превышающего атмосферное. Температура продуктов сгорания на выходе из газовой турбины составляет 617 °С. Эффективный КПД газотурбинной части установки равен 40,5 %.

Газы, отработавшие в газовой турбине, поступают в утилизационный парогенератор, где отдают теплоту последовательно в первичном и промежуточном пароперегревателях ПП1 и ПП2, генераторе пара высоко-

ПОВЫШЕНИЕ КПД УСТАНОВКИ КОМБИНИРОВАННОГО ЦИКЛА

го давления ($p_s = 100$ бар) ПГЗ, генераторе пара среднего давления (р_s = 20 бар) ПГ2, водоподогревателе среднего давления ВП2, генераторе пара низкого давления (р_s = 1,5 бар) ПГ1, водоподогревателе низкого давления ВП1. После выхода из парогенератора газы при температуре 112 °С выбрасываются в атмосферу. Температура пара после пароперегревателей ПП1 и ПП2 равна 540 °С.

Пар расширяется в турбинах высокого и низкого давления ТВД и ТНД, работающих на электрогенераторы (процессы 1-2, 3-4 и 16-5 на рис. 2). После расширения в турбинах пар поступает в конденсатор КД, где превращается в питательную воду (процесс 5-6). Далее питательная вода сжимается насосом Н1 до давления 1,5 бар (процесс 6-7) и поступает в подогреватель питательной воды ВП1, где нагревается в процессе 7-8, а потом разделяется на два потока. Первый поток поступает в генератор пара низкого давления ПГ1, где превращается в насыщенный пар (процесс 8-14). Полученный пар направляется в ступень турбины низкого давления ТНД с соответствующим давлением, где смешивается с основным потоком пара (процессы 14-16 и 4-16) и затем расширяется до давления конденсации.

Второй поток воды сжимается насосом Н2 до давления 20 бар (процесс 8-9) и поступает в водоподогреватель среднего давления ВП2, где нагревается (процесс 9-10), а потом снова разделяется на два потока. Первый поток направляется в генератор пара среднего давления ПГ2, где превращается в насыщенный пар (процесс 10-13). Полученный пар смешивается с паром, который отработал в турбине высокого давления ТВД (процессы 13-15 и 2-15), и направляется в промежуточный пароперегреватель ПП2. Перегретый в процессе 15-3 пар, имеющий давление 20 бар и температуру 540 °С, идёт на расширение в ТНД. Второй поток сжимается насосом Н3 до давления 100 бар (процесс 10-11) и поступает последовательно в генератор пара высокого давления ПГЗ, первичный пароперегреватель ПП1 (где получает теплоту в процессах 11-12-17 и 17-1) и в турбину высокого давления ТВД.

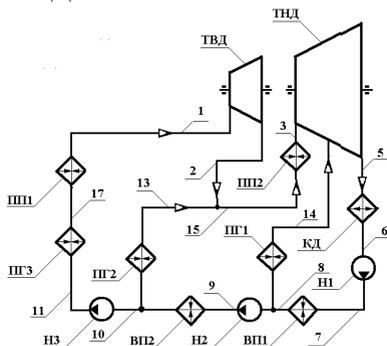
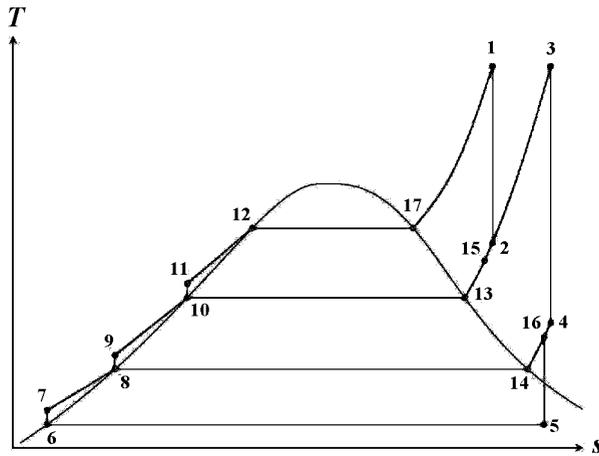


Рис. 1. Принципиальная схема паровой части
установки комбинированного цикла

**ПОВЫШЕНИЕ КПД
УСТАНОВКИ КОМБИНИРОВАННОГО ЦИКЛА**



*Рис. 2. Термодинамический цикл паровой части
установки комбинированного цикла в координатах T, s*

С точки зрения термодинамики установки комбинированного цикла имеют серьёзный недостаток. В этих установках порядка 50 % теплоты, подведенной к рабочему телу в ГТУ, передается от газов к пару в утилизационном котле. В связи с отличием конфигурации изобар газа, на которых температура изменяется монотонно, и изобар пара, имеющих в области влажного пара участок с постоянной температурой, в этом котле велики потери, связанные с необратимостью процессов теплопередачи. В современных установках эти потери уменьшают, генерируя пар при нескольких значениях давления. Однако число ступеней генерации пара ограничено, поскольку каждая ступень требует наличия испарительных и опускных труб, пароводяного и водяного барабанов и насоса, что существенно усложняет установку. Поэтому даже в наиболее совершенных установках число ступеней генерации пара не превышает трёх.

С другой стороны, изобары жидкости, а также изобары перегретого пара почти эквидистантны изобарам выхлопных газов ГТУ. Разумеется, конфигурации изобар всё же отличаются, но не столь сильно, как конфигурации изобар выхлопных газов ГТУ и изобар влажного водяного пара.

Таким образом, если отказаться от процессов передачи теплоты от газов к влажному пару и ограничиться процессами теплопередачи к жидкости и перегретому пару, можно существенно уменьшить потери, связанные с необратимостью процессов теплопередачи. Тогда генерация пара будет обеспечена путём многоступенчатого дросселирования жидкости от сверхкритического давления и околоскритической температуры до давления, несколько превышающего давление конденсации [4].

ПОВЫШЕНИЕ КПД УСТАНОВКИ КОМБИНИРОВАННОГО ЦИКЛА

Дросселирование жидкости и разделение образующегося в итоге влажного пара на насыщенный пар и насыщенную жидкость не требует сложных технических устройств, поэтому число ступеней дросселирования может быть больше, чем число ступеней генерации пара в традиционной установке. Такое увеличение числа ступеней генерации насыщенного пара не усложнит установку, но устранит потери от необратимости процесса теплообмена между газами и влажным паром, протекающего при большой разности температур. Принципиальная схема паровой части установки комбинированного цикла, в которой пар получается путём многоступенчатого дросселирования, изображена на рис. 3, а её термодинамический цикл – на рис. 4. Как и ранее, цифры на схеме соответствуют номерам точек на диаграмме T,s .

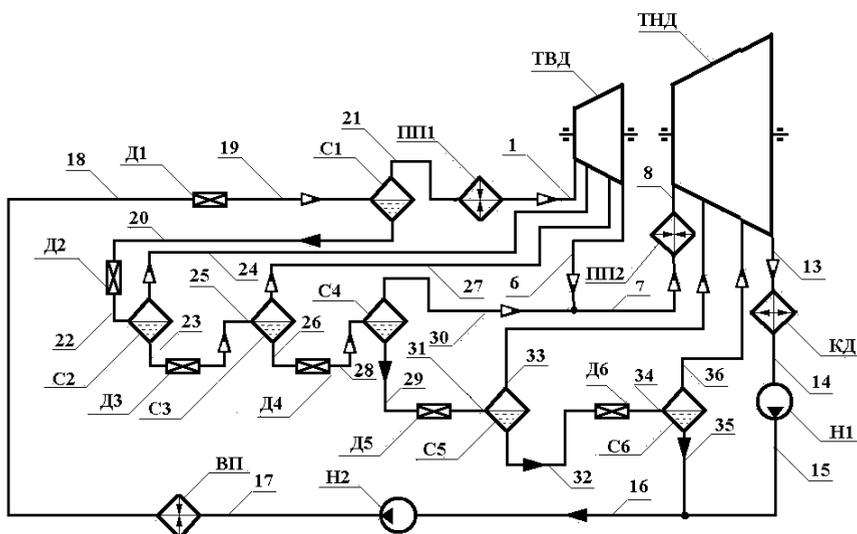


Рис. 3. Принципиальная схема паровой части установки комбинированного цикла с многоступенчатым дросселированием рабочего тела

По сравнению со схемой обычной установки, представленной на рис. 1, в новой схеме отсутствуют парогенераторы, а образование насыщенного пара и его отделение от жидкости обеспечивают весьма простые по конструкции дроссельные клапаны Д1-Д6 и сепараторы пара С1-С6.

В модифицированной установке питательная вода после конденсатора КД сжимается насосом Н1 до давления 1,5 бар (процесс 14-15 на рис. 4) и смешивается с насыщенной водой, которая отбирается из сепаратора пара С6 (процессы 15-16 и 35-16). После смешения вода сжимается насосом Н2 до 300 бар (процесс 16-17) и поступает в водоподогреватель ВП, где нагревается до температуры 376,3 °С за счет теплообмена с выхлопными газами ГТУ (процесс 17-18). Затем вода дросселируется в кла-

**ПОВЫШЕНИЕ КПД
УСТАНОВКИ КОМБИНИРОВАННОГО ЦИКЛА**

пане Д1 до 150 бар (процесс 18-19), в результате чего она превращается во влажный пар со степенью сухости 0,193. В сепараторе С1 при давлении 150 бар влажный пар разделяется на насыщенный пар и жидкость (состояния 21 и 20 на диаграмме T,s).

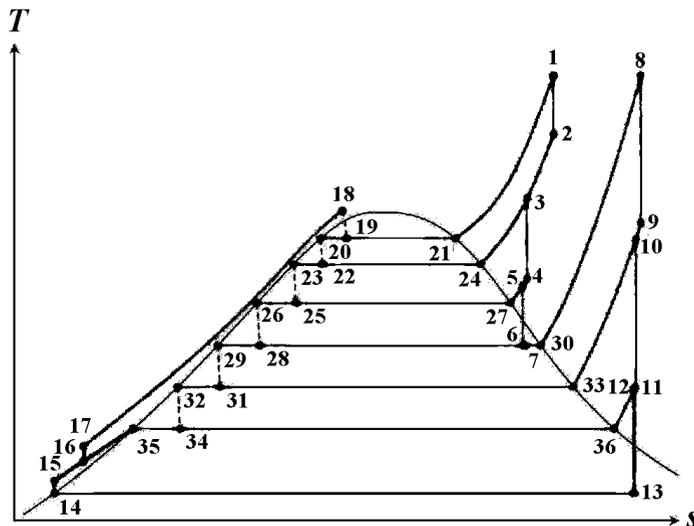


Рис. 4. Термодинамический цикл паровой части установки комбинированного цикла с многоступенчатым дросселированием рабочего тела

Насыщенный пар поступает в первичный пароперегреватель ПП1, где перегревается до температуры 540 °С (процесс 21-1), затем поступает в турбину высокого давления ТВД и расширяется до давления 100 бар (процесс 1-2). Насыщенная жидкость дросселируется в клапане Д2 до давления 100 бар (процесс 20-22). Полученный в результате второго дросселирования влажный пар в сепараторе С2 снова разделяется на две фазы. Насыщенный пар направляется в ступень ТВД с давлением 100 бар, где смешивается с перегретым паром, расширившимся в ТВД до этого давления (процессы 24-3 и 2-3). Образовавшаяся смесь паров продолжает расширяться в ТВД до давления 50 бар (процесс 3-4). Насыщенная жидкость направляется в дроссельный клапан Д3, где дросселируется до давления 50 бар (процесс 23-25).

Всего в установке имеются шесть ступеней дросселирования. Конечное давление в этих ступенях равно 150, 100, 50, 20, 6,5 и 1,5 бар, а соответствующие значения степени сухости пара после дросселирования равны 0,193, 0,153, 0,155, 0,130, 0,108, 0,097. Каждая ступень включает только дроссельный клапан и сепаратор пара, которые намного проще по конструкции, чем парогенераторы установки-прототипа.

ПОВЫШЕНИЕ КПД УСТАНОВКИ КОМБИНИРОВАННОГО ЦИКЛА

При давлении 20 бар насыщенный пар, полученный в результате дросселирования, смешивается с паром, расширившимся в ТВД до того же давления (процессы 30-7 и 6-7). Образовавшаяся смесь нагревается до температуры 540°C в промежуточной пароперегревателе ПП2 (процесс 7-8). Далее перегретый пар расширяется в ТНД до давления конденсации 0,05 бар (процессы 8-9, 10-11, 12-13). После этого пар конденсируется (процесс 13-14) и цикл замыкается.

Процесс дросселирования необратим, поэтому для объективной оценки целесообразности описанного выше подхода к решению проблемы следует суммировать потери от необратимости в процессе дросселирования с потерями от необратимости в процессе теплопередачи. Расчеты показывают, что в модифицированном цикле суммарный рост энтропии в процессах подвода теплоты и дросселирования на 4 % меньше, чем суммарный рост энтропии рабочего тела в процессах подвода теплоты в паровом цикле установки-прототипа. Это приводит к росту КПД парового цикла.

Для расчета значений КПД обычной и модифицированной установок были определены параметры воды и пара по табличным данным [5] в характерных точках циклов, представленных на рис. 2 и 4. Затем были рассчитаны работы турбин и насосов как разности значений энтальпии в начале и в конце соответствующих процессов и эффективная работа ПТУ. Количество теплоты, подведенной к рабочему телу ПТУ, определялось по данным об относительном массовом расходе газа (1,027 кг/кг воздуха), изобарной теплоёмкости газа (1,107 кДж/кг·К) и его температуре на выходе из газовой турбины (617 °С) и на выходе из установки (112 °С). При расчете эффективной работы обеих установок значения КПД турбин, насосов и теплообменных аппаратов были приняты равными 0,87, 0,80 и 0,98 соответственно.

Для установки-прототипа эффективная работа ПТУ составляет 180,8 кДж/(кг пара), количество подведенной в ПТУ теплоты равно 573,8 кДж/(кг пара), а эффективный КПД – 31,5 %. Для модифицированной установки эти значения равны 185,3 кДж/кг, 573,8 кДж/кг и 32,3 %.

Следует подчеркнуть, что для обеих установок при расчетах были приняты одинаковые значения температуры пара после пароперегревателей (540° С), давления промежуточного перегрева (20 бар) и давления конденсации (0,05 бар), но разные значения давления пара перед ТВД ($p_1 = 100$ бар для первой установки и 150 бар для второй). Однако последнее обстоятельство не влияет на результаты сравнения в пользу модифицированной установки, так как КПД обычной установки при $p_1 = 150$ бар равен 31,1 % то есть уменьшается на 1,3 % по сравнению с указанным выше, а КПД модифицированной при $p_1 = 100$ бар изменяется гораздо меньше и равен 32,2 %.

ПОВЫШЕНИЕ КПД УСТАНОВКИ КОМБИНИРОВАННОГО ЦИКЛА

На основании проведенных расчетов можно заключить, что замена в установке комбинированного цикла марки GE S107FA парового цикла с тремя давлениями генерации пара циклом с многоступенчатым дросселированием рабочего тела обеспечивает увеличение эффективного КПД паровой части установки на 2,5 % (с 31,5 % до 32,3 %). Эффективный КПД всей установки комбинированного цикла возрастает на 0,7 % (с 57,2 % до 57,6 %), так как мощность паровой части составляет около 30 % общей мощности установки.

Установка с многоступенчатым дросселированием будет конструктивно проще прототипа, поэтому реализация способа на новых установках приведёт к уменьшению их постройочной стоимости. Срок окупаемости нововведения будет определяться затратами на проектно-конструкторские работы и перестройку производства. За счёт экономии топлива при эксплуатации (2,8 млн. нм³ природного газа в год для установки мощностью 263 МВт, то есть не менее 700 тысяч долларов США) этот срок будет меньше одного года. Следует отметить, что указанная экономия составляет 0,43 % постройочной стоимости тепловой электростанции на базе установки S107FA.

ЛИТЕРАТУРА

1. Артемов Г.А. Судовые установки с газотурбинными двигателями: Учебн. пособие / Г.А. Артемов, В.М. Горбов, Г.Ф. Романовский. – Николаев: УГМТУ, 1997. – 233 с.
2. Roberta Eldrid, Lynda Kaufman, Paul Marks. The 7FB: The next evolution of the F gas turbine. – <http://www.gepower.com>.
3. Steam turbines for reheat cycle. – <http://www.gepower.com>.
4. Патент України на винахід № 81044. Спосіб підвищення коефіцієнта корисної дії установок комбінованого циклу / О.А. Вассерман, М.А. Шутенко. Бюллетень “Промислова власність”. – № 19. – 2007.
5. Вукалович М.П. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара / М.П. Вукалович, С.Л. Ривкин, А.А. Александров. – М.: Изд-во стандартов, 1969. – 408 с.

Надійшла 24.04.09

О ФАКТОРАХ, ВЛИЯЮЩИХ НА ТОЧНОСТЬ ОЦЕНКИ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПРЕДЕЛОВ ВЫНОСЛИВОСТИ

Проведен анализ влияния выбора модели кривой усталости, а также выбора уровня напряжений при проведении испытаний на точность оценки индивидуальных пределов выносливости. Показано, что эти два фактора оказывают существенное влияние на точность расчёта.

С целью устранения влияния одного и другого фактора предложено определять индивидуальные значения пределов выносливости по уравнению, полученному на основе гипотезы о равенстве функций распределения долговечностей до разрушения и индивидуальных пределов выносливости, в котором вместо среднеквадратического отклонения используется коэффициент вариации.

Проведено аналіз впливу вибору моделі кривої втоми, а також вибору рівня напружень на протязі проведення дослідів для точності оцінки індивідуальних меж витривалості. Показано, що ці два фактори значно впливають на точність розрахунків.

Для того щоб уникнути впливу одного та другого факторів, було запропоновано визначати індивідуальні значення меж витривалості за допомогою рівняння, яке було отримано на основі гіпотези про рівність функцій розподілу довговічностей до руйнування та індивідуальних меж витривалості, в якому замість середньоквадратичного відхилення використовується коефіцієнт варіації.

There was analyzed an impact of choice of a fatigue curve model and voltage's level during evaluation of individual fatigue range. It is proved that both above mentioned factors have strong impact on the accuracy of calculation.

To avoid the impact of both factors there was offered to define individual indices of fatigue ranges with help of equation based on the hypothesis about equality of endurance distribution up to destruction where variation coefficient was used instead of mean deviation.

Ключевые слова: индивидуальный предел выносливости, модель кривой усталости, коэффициент вариации.

В ряде случаев, например, при оценке стабильности механических свойств серийно изготавливаемых изделий машиностроения, контролируют предел выносливости деталей. При этом из партии деталей выборочно испытывают при циклической нагрузке несколько деталей. Затем по известным параметрам наклонного участка средневероятной кривой усталости, выраженного определённой математической моделью, определяют индивидуальные пределы выносливости каждой детали с последующим осреднением результата.

О ФАКТОРАХ, ВЛИЯЮЩИХ НА ТОЧНОСТЬ ОЦЕНКИ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПРЕДЕЛОВ ВЫНОСЛИВОСТИ

Разные математические модели аппроксимируют экспериментальные точки с тем или иным приближением, оценить которое можно с помощью коэффициента корреляции. По этой причине точность оценки индивидуальных пределов выносливости будет зависеть от выбора модели кривой усталости. Следует также заметить, что кроме выбора модели кривой усталости влияние на результат также будет оказывать и выбор уровня напряжений, поскольку от него зависит рассеяние долговечностей.

Целью настоящей работы является определение того, в какой мере эти два фактора влияют на точность оценки индивидуальных пределов выносливости деталей.

Сначала рассмотрим влияние выбора модели кривой усталости. Для этого воспользуемся экспериментальными результатами испытаний на изгиб цилиндрических образцов с концентратором напряжений изготовленных из стали 18Х2Н4ВА [1]. Их средневероятный предел выносливости, найденный методом «вверх – вниз», составляет 200 МПа. В качестве сравниваемых математических моделей кривых усталости примем степенное и показательное уравнения, а также уравнение Вейбулла.

$$\sigma^m \cdot N = \sigma_R^m \cdot N_{G_c} = 10^{C_c}, \quad (1)$$

$$10^{\sigma/K} \cdot N = 10^{\sigma_R/K} \cdot N_{G_{\Pi}} = 10^{C_{\Pi}}, \quad (2)$$

$$(\sigma - \sigma_R)^{m_w} \cdot N = 10^{C_w}, \quad (3)$$

где σ_R – предел выносливости;

σ и N – текущие значения напряжений и долговечности до разрушения соответственно;

m , C_c , K , C_{Π} , m_w , C_w – параметры;

N_{G_c} и $N_{G_{\Pi}}$ – долговечности, соответствующие пределу выносливости для степенной и показательной моделей кривой усталости соответственно.

При ускоренном определении предела выносливости испытания объектов чаще всего проводят на высоких уровнях напряжений с целью экономии времени, а затем при необходимости осуществляют экстраполяцию в область больших долговечностей. Учитывая это обстоятельство, оценку индивидуальных пределов выносливости σ_{Ri} проведём для образцов, испытанных при напряжениях, близких к верхней границе многоциклового усталости (табл. 1).

**О ФАКТОРАХ, ВЛИЯЮЩИХ НА ТОЧНОСТЬ ОЦЕНКИ
ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПРЕДЕЛОВ ВЫНОСЛИВОСТИ**

Таблица 1

*Расчётные значения индивидуальных пределов выносливости образцов,
испытанных на одном уровне нагрузки*

№	σ , МПа	N, цикл.	Уравнение 1			Уравнение 2			Уравнение 3		
			m	C _C	σ_{Ri} , МПа	K, МПа	C _{II}	σ_{Ri} , МПа	m _w	C _w	σ_{Ri} , МПа
1	320	58700	7,5	23,7	191,4	79,5	8,8	199,5	1,3	7,7	140,4
2		77400			198,6			209,1			174,8
3		91100			202,3			214,7			191,9
4		103800			206,5			219,2			204,2
5		110300			207,9			221,3			209,4
Средние значения		88260			201,3			212,8			184,1

Сравнивая средние значения индивидуальных пределов выносливости со средневероятным значением σ_R по кривой усталости, заметим, что их отличие несущественно. В самом неблагоприятном случае оно составляет 9,2 % (уравнение 3). Приведенное сравнение, однако, не позволяет в полной мере судить о влиянии выбора модели кривой усталости на величины индивидуальных пределов выносливости.

Чтобы оценить это влияние, необходимо сравнить полученные результаты не только со средневероятным значением σ_R , но и между собой, и, кроме того, сопоставить их характеристики рассеяния.

Как видно из табл. 1, относительная разность максимального и минимального значения σ_{Ri} составляет $212,8 - 184,1 = 28,7$ (МПа) или 16 %, что превышает допустимую погрешность.

Для оценки рассеяния значений σ_{Ri} , найденных с помощью уравнений 1-3, определим их дисперсии по формуле [2]

$$S_{\sigma_K}^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (\sigma_{Ri} - \bar{\sigma}_R)^2, \quad (4)$$

где n – объём выборки;

i – порядковый номер образца;

$\bar{\sigma}_R$ – среднее значение предела выносливости.

В результате расчёта дисперсии индивидуальных пределов выносливости составили: $44,3 \text{ МПа}^2$, (уравнение 1), $76,9 \text{ МПа}^2$ (уравнение 2) и $775,3 \text{ МПа}^2$ (уравнение 3). Сравнение этих дисперсий по критерию Хартлея предполагает определение статистики $F_{\max} = S_{\sigma_R \max}^2 / S_{\sigma_R \min}^2$ и

О ФАКТОРАХ, ВЛИЯЮЩИХ НА ТОЧНОСТЬ ОЦЕНКИ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПРЕДЕЛОВ ВЫНОСЛИВОСТИ

сопоставление её с критическим значением $F_{\max\alpha}$. В результате имеем $F_{\max} = S_{\sigma_{R\max}}^2 / S_{\sigma_{R\min}}^2 = 775,3/44,3 = 17,5$. Это значение критерия превышает критическое при уровне значимости $\alpha = 0,05$ (табличное значение составляет 15,5) [2]. Таким образом, при данном уровне значимости дисперсии трёх совокупностей значений σ_{Ri} являются неоднородными.

Теперь рассмотрим влияние выбора уровня напряжений. Для этого воспользуемся экспериментальными данными, тех же образцов из стали 18Х2Н4ВА (табл.1) и добавим к ним дополнительно результаты испытаний образцов ещё на 3 – х уровнях напряжений. Поскольку принципиальной разницы между уравнениями 1-3 нет, то достаточно рассчитать индивидуальные пределы выносливости по одному из них. Учитывая простоту уравнения (3), воспользуемся им (табл. 2).

Таблица 2

Расчётные значения σ_{Ri} , $S_{\sigma_{Ri}}^2$ и $\bar{\sigma}_R$

σ , МПа	N , цикл.	σ_{Ri} , МПа	$S_{\sigma_{Ri}}^2$, МПа	$\bar{\sigma}_R$, МПа
320	58700	140,4	745,3	184,2
	77400	174,8		
	91100	191,9		
	103800	204,2		
	110300	209,4		
280	115600	173,4	470,9	209,1
	183200	205,2		
	209600	212,5		
	273400	225,0		
	304900	229,4		
240	361400	195,6	67,2	205,7
	405800	199,4		
	513200	206,1		
	640800	211,4		
	810700	216,2		
210	735400	184,3	43,6	194,5
	1072000	190,8		
	1894000	197,6		
	2148000	198,7		
	2863000	201,0		

О ФАКТОРАХ, ВЛИЯЮЩИХ НА ТОЧНОСТЬ ОЦЕНКИ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПРЕДЕЛОВ ВЫНОСЛИВОСТИ

Приведенные в табл. 2 расчётные данные показывают, что индивидуальные значения пределов выносливости в значительной мере зависят от уровня напряжений. Отличие максимальной величины $\bar{\sigma}_R$ от минимальной составляет 13,5 %, что превышает допустимое значение. Дисперсии $S_{\sigma_{R_i}}^2$, хотя и заметно различаются по уровням напряжений, однако, всё же являются однородными как при уровне значимости $\alpha = 0,05$, так и при $\alpha = 0,01$ (критерий Хартлея $F_{\max} = 17,1$; критические табличные значения составляют: $F_{\max \alpha=0,05} = 20,6$; $F_{\max \alpha=0,01} = 49,0$ [2]).

Для повышения точности оценки индивидуальных пределов выносливости в работе [3] предложена зависимость

$$\sigma_{R_i} = \bar{\sigma}_R + \frac{S_{\sigma_R} \cdot (N_i - \bar{N})}{S_N}. \quad (5)$$

При расчёте индивидуальных пределов выносливости по этой формуле необходимо среднеквадратическое отклонение долговечности S_N определять каждый раз, переходя от одного уровня напряжений к следующему. Чтобы этого избежать, заменим величину S_N на коэффициент вариации γ , который не зависит от уровня нагрузки, т.е.

$$\sigma_{R_i} = \bar{\sigma}_R + \frac{S_{\sigma_R} \cdot (N_i - \bar{N})}{\bar{\gamma} \cdot \bar{N}}. \quad (6)$$

Коэффициент вариации γ является случайной величиной и может принимать хотя и близкие, но всё же разные значения. По этой причине в формулу (6) необходимо подставлять среднее для всех уровней нагрузки значение $\bar{\gamma}$. Следует также заметить, что величину средней долговечности \bar{N} , входящую в формулу (6), можно определять либо по средневероятной кривой усталости на данном уровне напряжений, либо как среднее арифметическое значение долговечностей до разрушения на этом же уровне. Этим двум случаям будут соответствовать два коэффициента вариации.

Чтобы отдать предпочтение тому либо другому случаю, проведём расчёт индивидуальных пределов выносливости по формуле (6) и сравним величины σ_{R_i} , $\bar{\sigma}_R$ и $S_{\sigma_{R_i}}^2$ (табл. 3).

**О ФАКТОРАХ, ВЛИЯЮЩИХ НА ТОЧНОСТЬ ОЦЕНКИ
ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПРЕДЕЛОВ ВЫНОСЛИВОСТИ**

Таблица 3

Расчётные значения σ_{Ri} , $\bar{\sigma}_R$ и $S_{\sigma_{Ri}}^2$ (согласно уравнению б)

σ , МПа	$N \cdot 10^{-2}$ цикл.	$\frac{S_N}{\bar{N}}$	γ	σ_{Ri} , МПа	$\bar{\sigma}_R$, МПа	$S_{\sigma_{Ri}}^2$ МПа	$\frac{S'_N}{\bar{N}'}$	γ'	σ'_{Ri} , МПа	$\bar{\sigma}'_R$, МПа	$S_{\sigma_{Ri}}^2$
320	587	$\frac{23184}{79044}$	0,30	191,3	203,9	78,7	$\frac{20797}{88260}$	0,24	187,8	200,0	73,6
	774			199,3					195,5		
	911			205,1					201,2		
	1038			210,6					206,4		
	1103			213,3					209,1		
280	1156	$\frac{81240}{189121}$	0,43	186,9	205,0	177,5	$\frac{74833}{217340}$	0,34	182,9	200,0	157,8
	1832			198,9					194,3		
	2096			203,6					198,7		
	2734			215,0					209,4		
	3049			220,6					214,7		
240	3614	$\frac{189077}{587961}$	0,32	187,0	197,6	110,0	$\frac{183030}{546380}$	0,33	187,6	200,0	150,0
	4058			189,6					190,6		
	5132			195,7					197,8		
	6408			203,0					206,3		
	8107			212,8					217,7		
210	7354	$\frac{861684}{1854420}$	0,46	179,7	198,0	239,1	$\frac{852936}{1742480}$	0,49	178,9	200,0	319,7
	10720			185,8					185,9		
	18940			200,7					203,2		
	21480			205,3					208,5		
	28630			218,3					223,5		
Средние значения			0,38	201,1		151,3		0,35	200,0		175,3

Предварительно по экспериментальным данным испытаний образцов по методу «вверх-вниз» определяем $S_{\sigma_R} = 12,8$ МПа

$$(S_{\sigma_R}^2 = 163,8 \text{ МПа}^2).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Коноплев А.В. Определение индивидуальных характеристик сопротивления усталости // Вісник ОНМУ. – 2007. – № 21. – С. 89-96.
2. Степнов М.Н. статистические методы обработки результатов механических испытаний: Справочник. – М.: Машиностроение, 1985. – 232 с.
3. Коноплев А.В. Повышение точности построения кривой усталости при использовании трехпараметрического уравнения Вейбулла // Вісник ОНМУ. – 2007. – № 22. – С. 131-136.

Надійшла 03.06.09

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА СУПЕРКАВИТАЦИИ ПРИ СЕПАРАЦИИ СУДОВЫХ ЛЬЯЛЬНЫХ ВОД

Приведен анализ существующих данных по проблеме возникновения, хранения, транспортировки и сепарации судовых льяльных вод. Рассмотрены их основные технологические источники и приведена классификация методов сепарирования. Выполнен анализ главных составных компонент с учетом их основных реологических свойств.

Приведено аналіз існуючих даних з проблеми виникнення, зберігання, транспортування та сепарації судових льяльних вод. Розглянуто їх основні технологічні джерела та приведено класифікацію методів сепарування. Зроблено аналіз головних складових компонентів, враховуючи їх основні реологічні властивості.

The analysis of existent data is resulted on issue of arising up, storage, transporting and separation of ship's bilge waters. Their basic technological sources are considered and classification of separation methods is resulted. An analysis is executed for main components taking into consideration their basic rheological properties.

Ключевые слова: кавитация, судовые льяльные воды, сепарация, нефть.

В настоящее время при эксплуатации всех типов судов возникает проблема сбора, хранения и последующей переработки сточных технологических вод. Сепарация таких вод, в состав которых в основном входят продукты нефтехимии, является одной из самых актуальных. Данная проблематика напрямую связана с использованием природных ресурсов и контролем за состоянием экологии и биосферы в планетарном масштабе.

Типичными составляющими судовых льяльных вод являются нефть и ее тяжелые продукты [1]. В общем случае эти компоненты представляют собой раствор высокомолекулярных соединений в низкомолекулярных. В смеси с водой они представляют собой обычную дисперсную систему. При проведении сравнительного анализа нефтяных компонент судовых льяльных вод необходимо предварительно отметить, что они могут существенно отличаться по своим основным физическим свойствам. При этом все примеси, которые содержатся в судовых льяльных водах, можно разделить на четыре группы:

- 1) группа – все взвеси в виде тондисперсных суспензий и эмульсий;
- 2) группа – коллоиды и высокомолекулярные соединения;
- 3) группа – газы, а также растворенные в воде органические вещества;
- 4) группа – соли, кислоты и основания.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА СУПЕРКАВИТАЦИИ ПРИ СЕПАРАЦИИ СУДОВЫХ ЛЬЯЛЬНЫХ ВОД

Степень дисперсности нефтепродуктов в льяльных водах варьируется в широких пределах. При этом с точки зрения гидростатического поведения многофазной жидкости можно констатировать, что плотностной стратификации хорошо подвергаются те нефтепродукты, у которых диаметр капель превышает сотые доли миллиметра. При хранении и отстаивании такие грубодисперсные составляющие занимают верхние слои рассматриваемого объема.

С точки зрения последующего отделения и переработки наибольший интерес представляют собой тонкодисперсные частицы с диаметром менее 1 мкм [2]. За счет компенсации силы Архимеда силами поверхностного взаимодействия с водой они не всплывают и находятся во взвешенном состоянии, образуя фактически обычную эмульсию. Степень эмульгирования всегда повышается в случае транспортировки льяльных вод, что в основном определяется турбулентными пульсациями движущегося потока и механическим смешением при прохождении через рабочие органы нагнетательного оборудования. При своем движении такие эмульсии подчиняются закону трения жидкости Шведова-Бингама и в диапазоне температур от 50 до $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ могут быть отнесены к классу вязкоупругих жидкостей. При дальнейшем повышении температуры в эмульсиях начинают проявляться свойства ньютоновских жидкостей. Концентрация тонкодисперсной нефтяной составляющей обычно лежит в пределах от 20 до 50 мл на 1 л водной фазы.

В случае, когда рассматривается неподвижная жидкость применительно к судовым льяльным водам, можно напрямую применять закон Стокса [3, 4]. В соответствии с этим законом расслоение будет происходить тем быстрее, чем ниже значение вязкости смеси и больше размер частиц (глобул) водной составляющей. В таком случае скорость оседания капель воды (см/с) определяется как

$$V = \frac{2r^2 g(\rho - \rho_0)}{9\mu}, \quad (1)$$

где r – радиус капли;

ρ, ρ_0 – плотность водной и нефтяной фазы;

g – ускорение свободного падения;

μ – динамическая вязкость нефтяной фазы.

На процесс разделения судовых льяльных вод в статическом режиме на составляющие оказывает влияние много факторов – концентрация, размеры частиц, их механизм взаимодействия между собой, физико-химические свойства внешней и рассматриваемой сред и т.д. В такой дисперсной системе как судовые льяльные воды диссипация энергии, вызываемая сопротивлением сил вязкостного происхождения, обычно расходуется за счёт:

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ
ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА СУПЕРКАВИТАЦИИ
ПРИ СЕПАРАЦИИ СУДОВЫХ ЛЬЯЛЬНЫХ ВОД**

- вязкости, которая проявляется в дисперсной среде;
- взаимодействия движущейся дисперсионной среды с взвешенными частицами;
- структурных изменений, которые вызываются взаимодействием частиц дисперсной фазы.

Если рассматривать основные физические факторы, то к ним можно отнести плотность каждой компоненты, а также ее давление и температуру. В случае изотермического процесса (подразумевается любое, но неизменное значение температуры льяльных вод) изменение давления в потоке по высоте описывается известным уравнением

$$dP = \rho(Xdx + Ydy + Zdz) \quad (2)$$

С учетом записанных соотношений видно, что чем выше плотность льяльных вод, тем медленнее происходит седиментация, а при больших значениях плотности расслоение может стать практически невозможным. При этом плотность судовых льяльных вод будет определяться следующим соотношением

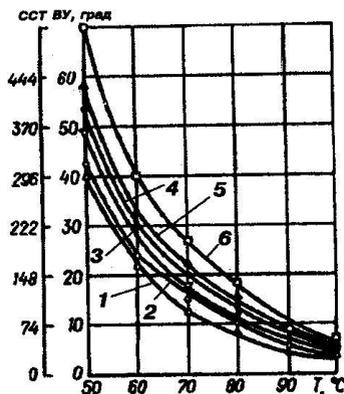
$$\rho_{л.в.} = \sum_{i=1}^n \rho_{Ti} \cdot m_{Ti} + \rho_{\epsilon} m_{\epsilon} \quad (3)$$

где ρ_{ϵ} и ρ_{Ti} – соответственно плотность воды и i -й топливной компоненты судовых льяльных вод;

m_{ϵ} и m_{Ti} – соответственно массовая доля воды и i -й топливной компоненты в общем объеме судовых льяльных вод.

При перекачивании судовых льяльных вод существенное влияние на пропускную способность трубопровода оказывают два физических параметра – вязкость и температура. В зависимости от температуры разрыв между вязкостью исходных компонент и вязкостью смеси в целом может существенно различаться. Так, на примере водо-мазутной смеси, показанной на рисунке 1 видно, что такой разрыв сокращается, только начиная с температуры $85-100^{\circ}C$ [5]. При этом видно, что, начиная с нижней границы указанного диапазона, вязкость чистого мазута и вязкость его смеси с водой в $15-20\%$ соотношении практически не отличаются. На рисунке 1 использованы следующие обозначения: 1 – мазут *M-40*; 2 – эмульсия мазута при $WP=15\%$; 3 – эмульсия мазута при $WP=20\%$; 4 – эмульсия мазута при $WP=30\%$; 5 – эмульсия мазута при $WP=40\%$; 6 – эмульсия мазута при $WP=50\%$;

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ
ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА СУПЕРКАВИТАЦИИ
ПРИ СЕПАРАЦИИ СУДОВЫХ ЛЬЯЛЬНЫХ ВОД**



*Рис. 1. Зависимость вязкости
от температуры смеси мазута с водой*

При хранении и транспортировке судовых льяльных вод важными параметрами выступают температура застывания составных компонент смеси и их температура вспышки и самовоспламенения. Относительно температуры застывания следует отметить, что этот параметр должен всегда поддерживаться в оптимальном диапазоне, превышающем температуру застывания составных компонент, которая обычно колеблется в пределах от 11 до 25 °С. Рабочая температура судовых льяльных вод должна поддерживаться на уровне ниже 10 °С по сравнению с температурой вспышки и самовоспламенения самой легковоспламеняющейся компоненты. При этом следует учитывать, что воспламенение водо-мазутной эмульсии наступает ранее и при более низком значении температуры по сравнению с чистым мазутом. Теоретическое значение температуры горения можно определить по видоизмененной формуле М.Б. Равича

$$t_{\text{теор}} = \frac{Q_n^h + \left(\frac{\sum_{i=1}^n Q_{i\text{ф.м.}}}{N} \right) + Q_{\text{ф.в.}} + Q_{\text{дис}}}{\sum W C_p}, \quad (4)$$

где Q_n^h – низшая теплота сгорания;

$Q_{i\text{ф.м.}}$ – физическая теплота топливных компонент льяльных вод ($i=1..N$);

$Q_{\text{ф.в.}}$ – физическая теплота воздуха;

$Q_{\text{дис}}$ – теплота диссоциации продуктов сгорания;

W – объем газов;

C_p – теплоемкость газов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА СУПЕРКАВИТАЦИИ ПРИ СЕПАРАЦИИ СУДОВЫХ ЛЬЯЛЬНЫХ ВОД

С точки зрения переработки составляющих судовых льяльных вод следует отметить важность температурного диапазона технологического процесса. Данный параметр существенно видоизменяется в зависимости от вида составляющей.

Если рассматривать смазочно-охлаждающие технические средства, то всегда следует учитывать их плохую коллоидную стабильность, легкую подверженность разложению за счет жизнедеятельности микроорганизмов и в ряде случаев присутствием токсичности.

Проведенный анализ основных реологических свойств главных компонент судовых льяльных вод, а также методов и устройств, применяемых для их хранения, транспортировки и переработки, указывает на необходимость разработки принципиально новой технологии по их отделению от основной водной компоненты. При этом необходимо отметить, что введение в технологический процесс отделения воды от нефтесодержащих остатков дополнительных механических узлов сепарации потока приводит к усложнению уже используемых технологических схем.

Одним из вариантов такого подхода может являться управление основными гидромеханическими характеристиками движущейся среды. В данном случае предусматривается использование эффекта холодного кипения жидкости за счет возникновения гидромеханического процесса суперкавитации внутри специально профилированной рабочей камеры, являющейся неотъемлемой частью судовой системы сепарации. При таком техническом решении характер поведения перерабатываемого потока судовых льяльных вод будет всегда напрямую определяться исключительно условиями его движения внутри кавитационной камеры [6].

Теоретические исследования с использованием модели вязкой жидкости обычно направлены на моделирование процесса зарождения (схлопывания) одиночного парового пузырька. Предметом таких исследований обычно является не процесс испарения, а геометрия (форма и длина каверны) и энергетическая составляющая процесса кавитации либо процесса кумулятивного схлопывания поверхности одиночной сферы.

В ходе проведения экспериментов была исследована зависимость основных размеров кавитационной каверны от числа кавитации потока. Каверна образовывалась за плоским выступом, перекрывавшим проходное сечение канала на 40 %. Анализ данных по удлинению каверны указал на независимость этого параметра от способа ее создания. При этом необходимо отметить, что при проведении экспериментов с искусственным вдувом газа в каверну по мере роста величины расхода воздуха ее размеры увеличивались. Предел изменения соответствовал своему, четко фиксированному значению расхода. Как показали данные эксперимента, в случае вентилируемой каверны разрежение вдоль стенок жесткого канала всегда распределяется равномерно, что обеспечивает полную устойчи-

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА СУПЕРКАВИТАЦИИ ПРИ СЕПАРАЦИИ СУДОВЫХ ЛЬЯЛЬНЫХ ВОД

вость каверны относительно колебаний внешней границы основного потока.

При проведении экспериментов было установлено, что достаточно эффективным способом замыкания каверны может быть установка в конце каверны вертикальной пластины, у которой высота будет составлять 24-35 % от высоты первой пластины. В этом случае каверна не деформируется, но полностью устраняется проблема размывания ее хвостовой части при понижении скорости движения основного потока. Такой эффект в основном достигается за счет изменения условия обтекания кавитационной каверны основным потоком, т.е. за счет перераспределения величины давления вдоль ее поверхности.

Процесс создания искусственной каверны из-за своей сложности теоретическому анализу не поддается [7]. По этой причине был проведен ряд экспериментов по оценке степени влияния величины расхода, точки ввода и направления воздушной струи на стабильность существования свободной границы каверны и ее общие геометрические размеры. В ходе экспериментов было установлено, что оптимальной высотой ввода воздушного потока является диапазон 0,4 – 0,53 от высоты пластины. Оптимальный угол (отсчет идет против часовой стрелки по горизонтали) ввода воздушной струи находится в диапазоне 15 – 24 °. Сам ввод должен осуществляться из внутренней части пластины, которая в последующем находится внутри кавитационной полости.

Полученные в ходе экспериментов с вентилируемой каверной данные, позволяют сделать однозначный вывод о том, что искусственная подача воздуха на начальной стадии течения позволяет осуществить переход к суперкавитации на более низких скоростях движения. Также в этом случае внешний контур кавитационной полости при контакте с движущимся основным потоком ведет себя более устойчиво и обладает четкими границами, без присутствия поперечных вихревых образований. Принудительная вентиляция каверны фактически может являться одним из способов автоматического управления ее размерами.

Выводы

1. Все методы, дающие значение концентрации нефтепродуктов на выходе менее 15 мг/л характеризуются общим недостатком – сложностью своей технической реализации и большими затратами (экономическими, трудовыми, материальными) на свое текущее обслуживание.
2. Предложенный метод гидродинамической сепарации судовых льяльных вод позволяет достигать степени очистки воды от нефтепродуктов до 95 %.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ
ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА СУПЕРКАВИТАЦИИ
ПРИ СЕПАРАЦИИ СУДОВЫХ ЛЬЯЛЬНЫХ ВОД**

3. В ходе сепарации судовых льяльных вод получается техническая вода а также нефтяные остатки, которые можно использовать в качестве судовых вторичных энергетических продуктов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Международная конвенция MARPOL-73/78.*
2. *Ермошкин Н.Г., Калугин В.Н., Корнилов Э.В., Кулешов И.Н. Судовые установки очистки нефтесодержащих вод. – Одесса: Феникс. – 44 с.*
3. *Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя: Пер. с нем. – М.: Наука, 1974. – 711 с.*
4. *Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1973. – 847 с.*
5. *Яхно О.М, Коваль А.Д., Пищенко Л.И., Паскалов В.П., Яске Н.Н. Кавитация в переработке нефти. – К.: Світ, 1999. – 263 с.*
6. *Кнэпп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. – М.: Мир, 1974. – 687 с.*
7. *Егоров И.Т., Садовников Ю.М., Исаев И.И., Басин М.А.. Искусственная кавитация. – Л.: Судостроение, 1971. – 283 с.*

Надійшла 10.08.09

**УРАВНЕНИЕ ПОТЕРИ МАССЫ КАПЛИ
В СКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА
ЧАСТЬ II. УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ ДРОБЛЕНИЯ**

В рамках модели квазинепрерывного разрушения капли механизмом градиентной гидродинамической неустойчивости её поверхности получены уравнения кинетики дробления в скоростных газовых потоках. В приближении сферичности капли теоретически найден закон изменения её массы, а также условия и время её полного разрушения.

В рамках моделі квазінеперервного руйнування краплі механізмом градієнтної гідродинамічної нестійкості її поверхні отримано рівняння кінетики подрібнення в швидкісних газових потоках. У наближенні сферичності краплі теоретично знайдено закон змінення її маси, а також умови і час її повного руйнування.

In the frames of model of quasicontinuous breakup of drop by the mechanism of gradient hydrodynamic instability of drop surface the equations of breakup kinetics in a speed gas flows are obtained. At spherical form approximation of drop the law of mass change of drop is theoretically obtained as well as time of whole drop breakup.

Ключевые слова: диспергирование, уравнение кинетики, закон убыли массы.

Воспользуемся приведенными в сообщении [1] закономерностями для параметров доминантного возмущения градиентной неустойчивости $\Delta_m(We_\Pi)$, $\text{Im}(z_m(We_\Pi))$ от “поверхностного” числа Вебера We_Π , с учётом их изменения вдоль поверхности капли $We_\Pi(\varphi)$. Они показывают, что на поверхности капли имеется критическая точка $\varphi = \varphi_{кр}(t)$, в которой $We_\Pi(\varphi_{кр}) = 0.004$, и которая делит поверхность капли на устойчивую $\varphi < \varphi_{кр}$ и неустойчивую $\varphi > \varphi_{кр}$ части. Пусть внешнее потенциальное обтекание капли газовым потоком соответствует обтеканию сферы: $V_\Gamma(\varphi, t) = 1.5(V_\infty - w(t))\sin\varphi$, а распределение вдоль её поверхности толщины погранслоя в газе примем равным $\delta_1(\varphi, t) = 2.2R(t)\text{Re}^{-0.5}(t)\Psi(\varphi)$, где $\Psi(\varphi) \equiv ((6\varphi - 4\sin 2\varphi + 0.5\sin 4\varphi)/\sin^5\varphi)^{0.5}$ [2], $\text{Re}(t) = \rho_\Gamma(V_\infty - w(t))2R(t)/\mu_\Gamma$ – текущее значение числа Рейнольдса.

Учитывая, что $V_\Pi = DV_\Gamma/(1+D)$, $\delta_\Pi = \alpha\delta_\Gamma/D^2$, $\alpha \equiv \rho_\Gamma/\rho_\Pi$, $D \equiv (\rho_\Gamma\mu_\Gamma/\rho_\Pi\mu_\Pi)^{1/3} = \alpha^\xi$, [1], получим для скорости на поверхности и толщины погранслоя в жидкости: $V_\Pi(\varphi, t) = 1.5\alpha^\xi(1+\alpha^\xi)^{-1}(V_\infty - w)\sin\varphi$,

**УРАВНЕНИЕ ПОТЕРИ МАССЫ КАПЛИ
В СКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА
ЧАСТЬ II. УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ ДРОБЛЕНИЯ**

$$\delta_{\text{ж}}(\varphi, t) = \alpha^{1-2\xi} 2,2 R(t) \text{Re}^{-0,5}(t) \Psi(\varphi).$$

Тогда условие существования градиентной неустойчивости на поверхности капли $\text{We}_{\text{п}}(\varphi) \geq 0.004$ в безразмерных переменных $\tau \equiv t/t_x$, $W \equiv w/V_{\infty}$, $\tilde{R} \equiv R/R_0$, где $t_x = d_0/\sqrt{\alpha}V_{\infty}$ – характерное время процесса, $d_0 = 2R_0$ – начальный диаметр капли, запишется так:

$$\frac{9.9}{4} \frac{\alpha}{(1+\alpha^{\xi})^2} \text{GN} \sqrt{\tilde{R}(\tau)(1-W(\tau))^3} \Psi(\varphi) \sin^2 \varphi \geq K. \quad (1)$$

Здесь $\text{GN} \equiv \text{We}_0/\text{Re}_0^{0.5}$ – критерий существования градиентной неустойчивости, полученный в [3] и теоретически обоснованный в [4]. При $\text{GN} > \text{GN}_{\text{кр}} = 0.3$ имеем $\varphi_{\text{кр}} < \pi/2$, и часть поверхности капли, прилегающая к ободку $\varphi = \pi/2$, неустойчива, что определяет возможность диспергирования частиц с этой части поверхности. Равенство (1) при $K = 0.004$ определяет значение $\varphi_{\text{кр}}(\tau)$. В скоростных потоках, при $\text{GN} \gg \text{GN}_{\text{кр}}$, значение $\varphi_{\text{кр}}(0)$ мало, так что диспергирование происходит с большей части поверхности капли. Например, при $\text{We}_0 = 10^4$, $\text{Re}_0 = 2.5 \cdot 10^5$, $\text{GN} = 20$ имеем $\varphi_{\text{кр}}(0) = 8.4^\circ$.

Каждую элементарную площадку Δl на неустойчивой части поверхности капли можно рассматривать как источник срываемых с неё мелких капелек (рис.1), гидродинамический механизм работы которого подчинён зависимостям $\Delta_m(\text{We}_{\text{п}}(\varphi))$, $\text{Im}(z_m(\text{We}_{\text{п}}(\varphi)))$.

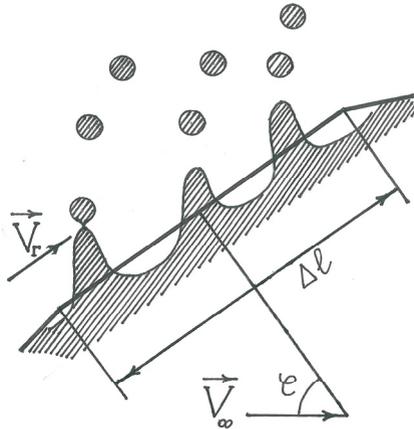


Рис. 1. Схема диспергирования на элементарной площадке Δl

**УРАВНЕНИЕ ПОТЕРИ МАССЫ КАПЛИ
В СКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА
ЧАСТЬ II. УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ ДРОБЛЕНИЯ**

Тогда значение радиуса срываемых капелек естественно считать пропорциональным длине волны доминантного возмущения: $r(\varphi) = k_r \lambda_m(\varphi)$, $k_r < 0.25$, а периода их отрыва – характерному времени роста его амплитуды в e раз $\text{Im}^{-1}(z_m)$: $t_n(\varphi) = k_t t_m(\varphi)$, где $t_m = \text{Im}^{-1}(z_m) \delta_{ж}(\varphi) / V_n(\varphi)$, $k_t \approx 1$.

Количество волн $n(\varphi)$, которые укладываются на площадке $\Delta l(\varphi)$, равно $n(\varphi) = \Delta l(\varphi) / \lambda_m(\varphi)$. В силу осесимметричности обтекания капли это есть количество торов радиуса $R(t) \sin \varphi$, срываемых со сферического пояска, соответствующего данной площадке. Объём каждого тора $v_t = \pi(k_r \lambda_m)^2 2\pi R(t) \sin \varphi$, а объём всех торов, срываемых с пояска $\Delta v(\varphi) = n(\varphi) v_t(\varphi) = \pi k_r^2 \lambda_m(\varphi) \cdot 2\pi R(t) \sin \varphi \Delta l$. Отнеся объём всех торов, срываемых за время $t_n(\varphi)$, к объёму капельки, получим количество Δn капелек радиуса r , сорванных с пояска $\Delta l = R(t) \Delta \varphi$

$$\Delta n(\varphi, \tau) = \frac{\Delta v}{4/3\pi r^3} = \frac{9\Delta_m^2(\text{We}_n) \text{Im}(z(\text{We}_n)) \sqrt{2\text{Re}_0^3 \tilde{R}(\tau) (1-W(\tau))^5} \sin^2 \varphi}{32\pi (1.1)^3 k_r k_t \alpha^{3.5-7\xi} (1+\alpha^\xi)} \frac{\sin^2 \varphi}{\Psi^3(\varphi)} \Delta \varphi, \quad (2)$$

$$\tilde{r}(\varphi, \tau) \equiv \frac{r(\varphi, \tau)}{R_0} = \frac{4\pi \cdot 1.1 k_r \alpha^{1-2\xi} \sqrt{\tilde{R}(\tau)}}{\Delta_m(\text{We}_n) \sqrt{2\text{Re}_0(1-W(\tau))}} \Psi(\varphi). \quad (3)$$

Так как отрыв происходит за время $t_n(\varphi)$, то скорость уноса массы с площадки можно оценить так:

$$\frac{\Delta m}{\Delta t}(\varphi, t) = \frac{\rho_{ж} \Delta v(\varphi, t)}{t_n(\varphi, t)} = \frac{\rho_{ж} 2\pi^2 k_r^2 R(t) \lambda_m(\varphi, t) \sin \varphi V_n(\varphi, t) \text{Im}(z_m(\text{We}_n(\varphi, t)))}{k_t \delta_{ж}(\varphi, t)} \Delta l(\varphi, t). \quad (4)$$

Подставляя в (4) выражение для $\lambda_m(\varphi, t) = 2\pi \delta_{ж}(\varphi, t) / \Delta_m(\text{We}_n(\varphi, t))$, получим

$$\frac{\Delta m}{\Delta t}(\varphi, t) = \frac{4\pi^3 k_r^2 \rho_{ж} R(t) V_n(\varphi, t) \text{Im}(z_m(\text{We}_n(\varphi, t))) \sin \varphi}{k_t \Delta_m(\text{We}_n(\varphi, t))} \Delta l(\varphi, t). \quad \text{Учитывая, что}$$

$\Delta l = R(t) \Delta \varphi$, и интегрируя по всей наветренной части поверхности капли от $\varphi = \varphi_{кр}(t)$ до ободка $\varphi = \pi/2$, получим для скорости изменения её массы такое соотношение:

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{4\pi^3 k_r^2}{k_t} \rho_{ж} R^2(t) \int_{\varphi_{кр}(t)}^{\pi/2} \frac{V_n(\varphi, t) \text{Im}(z_m(\text{We}_n(\varphi, t))) \sin \varphi}{\Delta_m(\text{We}_n(\varphi, t))} d\varphi. \quad (5)$$

**УРАВНЕНИЕ ПОТЕРИ МАССЫ КАПЛИ
В СКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА
ЧАСТЬ II. УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ ДРОБЛЕНИЯ**

В большей части диапазона неустойчивости функция $F(We_{II}) \equiv \frac{\text{Im}(z_m(We_{II}))}{\Delta_m(z_m(We_{II}))}$, определяющая в (5) влияние параметров доминантного возмущения на скорость уноса массы, слабо зависит от We_{II} (рис. 2). В окрестности критической точки $We_{II} = 0.004$ значения $F(We_{II})$ резко уменьшаются, так что скоростью массоуноса можно пренебречь приблизительно при $We_{II} < We_{II}(\varphi_1) \approx 0.006$. Кроме того, окрестность критической точки $\varphi_{кр} < \varphi < \varphi_1$ должна быть удалена из рассмотрения т.к. в ней длина волны доминантного возмущения больше размера капли, а время его срабатывания – больше времени полного разрушения t_p .

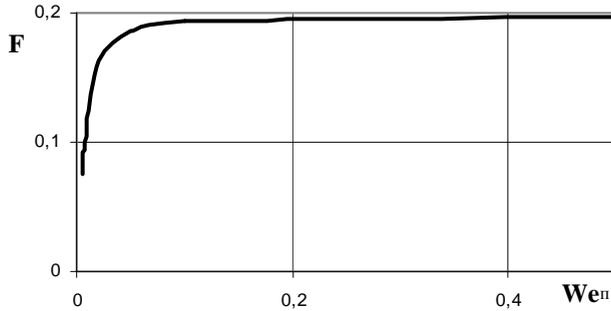


Рис. 2. График функции $F(We_{II})$

Поэтому соответствующие возмущения не успевают реализоваться до момента t_p , и нижний предел интегрирования в (5) должен определяться таким значением φ_1 , для которого $k_r \lambda_m(\varphi_1) \leq R(t)$, $\tau_m(\varphi_1) \leq t_p$. Если учесть это, то можно положить $F(We_{II}) \approx 0.18$ на всём промежутке $\varphi_1 < \varphi \leq \pi/2$. Учитывая также, что $V_{II}(\varphi t) = 1.5\alpha^{\xi}(1 + \alpha^{\xi})^{-1}(V_{\infty} - w(t))\sin \varphi$, имеем

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{6\pi^3 k_r^2}{k_t(1 + \alpha^{\xi})} \rho_{ж} \left(\frac{\mu_r \rho_r}{\mu_{ж} \rho_{ж}} \right)^{1/3} R^2(t) \int_{\varphi_1(t)}^{\pi/2} 0,18(V_{\infty} - w(t)) \sin^2 \varphi d\varphi. \quad (6)$$

Вычисляя интеграл, получим уравнение кинетики дробления капли в скоростном потоке газа

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{1.08\pi^3 k_r^2}{k_t(1 + \alpha^{\xi})} \rho_{ж} \left(\frac{\mu_r \rho_r}{\mu_{ж} \rho_{ж}} \right)^{1/3} R^2(t)(V_{\infty} - w(t)) \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi_1}{2} + \frac{\sin 2\varphi_1}{4} \right). \quad (7)$$

**УРАВНЕНИЕ ПОТЕРИ МАССЫ КАПЛИ
В СКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА
ЧАСТЬ II. УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ ДРОБЛЕНИЯ**

Правая часть (7) выражает зависимость скорости уноса массы с капли от всех основных параметров процесса: текущих размера и скорости капли, скорости набегающего потока, физических свойств сред. Поверхностное натяжение σ проявляет стабилизирующее действие неявно, через параметр $\varphi_1 = \varphi_1(\sigma)$: при увеличении поверхностного натяжения происходит уменьшение значения $We_n(\varphi)$ на каждой площадке и критическая точка на поверхности капли сдвигается к ободку, при этом φ_1 увеличивается, а площадь диспергирования уменьшается.

Приведём уравнение (7) к безразмерному виду, отнеся массу к начальной m_0 и введя $M \equiv m/m_0$, $\mu \equiv \mu_r/\mu_{ж}$

$$\frac{dM}{d\tau} = -1.62 \frac{\pi^2 k_r^2}{k_i(1+\alpha^\xi)} \alpha^{-1/6} \mu^{1/3} \tilde{R}^2(\tau) (1-W(\tau)) \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\varphi_1(\tau)}{2} + \frac{\sin 2\varphi_1(\tau)}{4} \right). \quad (8)$$

Это уравнение необходимо интегрировать совместно с уравнением для определения $\varphi_1(\tau)$: $We_n(\varphi_1(\tau)) = 0.006$, которое следует из (1) при $K = 0.006$, и уравнением движения центра масс капли для определения её скорости $W(\tau)$. Эта система сложна для аналитического нахождения решения, поэтому произведём интегрирование (8) при упрощающих допущениях, использовав для определения $W(\tau)$ экспериментальные данные, и положив в (8) применительно к условиям интенсивного дробления $\Phi(\varphi) \equiv (\pi/4 - 0.5\varphi + 0.25 \sin 2\varphi) \approx \pi/4$, т.к. при $GN > 3$ вплоть до момента окончания разрушения выполняется $\varphi_1(\tau) \approx \pi$ и $\sin 2\varphi_1 \approx 2\varphi_1$. Учитывая, что для приблизительно сферической капли $M(\tau) = \tilde{R}^3(\tau)$, получим

$$\frac{dM}{d\tau} = -AM^{2/3}(\tau)(1-W(\tau)), \quad A \equiv 0.405 \frac{\pi^3 k_r^2}{k_i(1+\alpha^\xi)} \alpha^{-1/6} \mu^{1/3}. \quad (9)$$

Постоянная A имеет смысл начальной (максимальной) скорости уноса массы с капли. Отметим, что действительное значение $\dot{M}(0)$ несколько меньше A , т.к. из-за дискретности отрыва капелек “акт” отрыва происходит в конце промежутка $t_{и}$, а поскольку в формуле (4) принято среднее значение \dot{M} за этот промежуток, то длинноволновая часть диапазона возмущений несколько завышает скорость массопереноса в начале процесса.

Произведя интегрирование (9) при начальном условии $M(0) = 1$, и учитывая, что $W = \alpha^{0.5} dX_k/d\tau$, где $X_k \equiv x_k/d_0$ – безразмерное переме-

**УРАВНЕНИЕ ПОТЕРИ МАССЫ КАПЛИ
В СКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА
ЧАСТЬ II. УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ ДРОБЛЕНИЯ**

шение капли, получим закон изменения её массы и радиуса в процессе диспергирования

$$M(\tau) = \left(1 - \frac{A}{3}(\tau - \alpha^{0.5} X_k(\tau))\right)^3, \quad \tilde{R}(\tau) = 1 - \frac{A}{3}(\tau - \alpha^{0.5} X_k(\tau)). \quad (10)$$

Таким образом, закон изменения массы капли явно зависит от закона её перемещения в газовом потоке и определяется соотношением между темпом диспергирования ($\approx A$) и темпом выравнивая скоростей капли и потока ($\approx 1 - \alpha^{0.5} dX_k/d\tau$). Надёжных эмпирических данных для закона движения капли чрезвычайно мало т.к. часто в экспериментах он не фиксируется. Рассмотрим две возможные аппроксимации зависимости $X_k(\tau)$, которые следуют из экспериментальных наблюдений.

1. *Равноускоренное движение.* В некоторых экспериментах [5,6] отмечено, что дробящаяся капля движется с приблизительно постоянным ускорением $X_k \approx \tau^2$, тогда $W = 2\sqrt{\alpha}\tau = C\tau$, где $C = 2\sqrt{\alpha}$ – безразмерное ускорение капли. Подставив эти соотношения в (10), получим закон изменения массы и радиуса капли, а из условия $M(\tau_p) = 0$ – время её полного разрушения

$$M(\tau) = \left(1 - \frac{A}{3}(\tau - \alpha^{0.5}\tau^2)\right)^3, \quad \tau_p = \frac{1}{C} \left(1 - \sqrt{\frac{g-1}{g}}\right). \quad (11)$$

Эти соотношения показывают, что время разрушения определяется отношением $g \equiv A/6C$ темпов протекания двух конкурирующих процессов – диспергирования ($\approx A$) и выравнивания скоростей капли и газового потока ($\approx C$). При большой скорости диспергирования, $g > 1$, капля дробится механизмом градиентной неустойчивости практически до конца. При значении $g_{кр} = 1$ имеем максимально возможное время полного разрушения капли $\tau_{p\max} = 1/C = 1/(2\sqrt{\alpha})$. При меньшей скорости массового сноса, $g < 1$, капля раздробиться до конца не успевает, т.к. уменьшение её относительной скорости при ускорении потоком заметно замедляет диспергирование, как это следует из (8). Размер нераздробленного остатка составляет $\tilde{R}_{ост} = 1 - g$ и он может дробиться другим механизмом, например, неустойчивостью Релея – Тейлора, т.к. на заключительной стадии длины волн этих аперiodических возмущений становятся сравнимыми с размером остатка капли и способными прошить каплю насквозь [4].

**УРАВНЕНИЕ ПОТЕРИ МАССЫ КАПЛИ
В СКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА
ЧАСТЬ II. УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ ДРОБЛЕНИЯ**

2. *Релаксационное движение.* Закон равноускоренного движения не даёт удовлетворительного описания перемещения капли на стадии релаксационного взаимодействия капли и потока, когда их скорости сравнимы. С другой стороны, подробные измерения, выполненные Энджел [7], а также результаты теоретического исследования Симонса [8] говорят о том, что капля движется с переменным ускорением. Воспользуемся тем, что экспериментальные данные, приведенные в [5], можно приблизить также экспоненциальной зависимостью, характерной для релаксационных процессов

$$\sqrt{\alpha} X_k(\tau) = \tau - (1 - \exp(-H\tau)) / H \quad (12)$$

со значением $H = 2\sqrt{\alpha}$, тогда $W = 1 - \exp(-H\tau)$. Подобная экспоненциальная зависимость описывает, например, изменение скорости дождевой капли при её свободном падении в спокойной атмосфере [9]. Подставляя (12) в (10), получим закон изменения массы и радиуса капли

$$M(\tau) = (1 - h(1 - \exp(-H\tau)))^3, \quad \tilde{R}(\tau) = 1 - h(1 - \exp(-H\tau)), \quad (13)$$

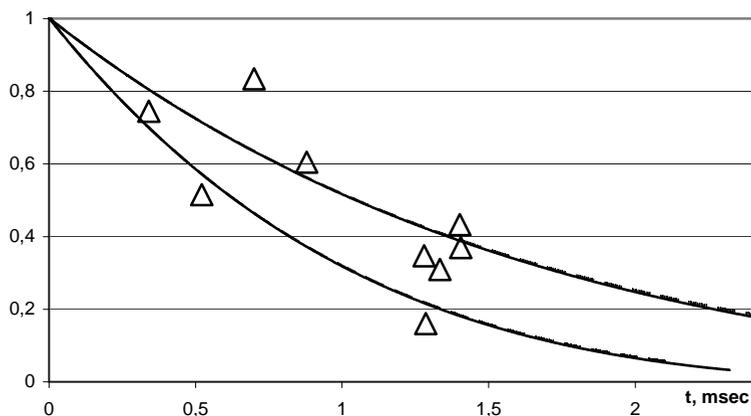
а соотношение темпов диспергирования и выравнивания скоростей характеризуется здесь параметром $h \equiv A/3H$. При равенстве темпов, $h=1$, масса капли значительно падает в течение характерного промежутка времени $\tau_r = H^{-1}$ до значения $\exp(-3) \approx 0.050$ от начального. Условие $h > 1$ выражает возможность полного разрушения, которое происходит за время

$$\tau_p = \frac{1}{H} \ln \left(\frac{h}{h-1} \right). \quad (14)$$

При $h < 1$ капля до конца не дробится, а размер остатка составляет $R_{\text{ост}} = 1 - h$.

На рис.3 представлены результаты расчёта зависимости $M(\tau)$ для условий, близких к эксперименту [5] ($We_0 = 1.18 \cdot 10^3$, $d_0 = 2.05 \text{ мм}$). Верхняя кривая соответствует значению $k_r = 0.15$, нижняя – $k_r = 0.19$. Оба способа аппроксимации закона движения капли дают близкие результаты, так что кривые, рассчитанные по уравнениям (10) (сплошная) и (13) (пунктир) в обоих случаях практически совпадают. Можно констатировать согласование изложенных элементов теории диспергирования капли с экспериментальными данными.

**УРАВНЕНИЕ ПОТЕРИ МАССЫ КАПЛИ
В СКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА
ЧАСТЬ II. УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ ДРОБЛЕНИЯ**



*Рис. 3. Зависимость $m(t)/m_0$, рассчитанная при:
 $We_0 = 1.18 \cdot 10^3$, $d_0 = 2.05 \text{ mm}$, Δ – эксперимент [5]*

Результаты настоящей работы принципиально отличаются от таковых в [10], где игнорируется упомянутый выше основной фактор неустойчивости – градиентное течение в погранслое жидкости. Кроме того, уравнение кинетики в статье [10] $dm/dt = -A(t) \cdot (\Delta m / \Delta t)$ составлено некорректно, т.к. при $A(t) = t$ это равенство невозможно. Следствием этого является невыполнение закона сохранения массы: если за промежуток времени Δt с капли сорвана масса Δm , то в правой части уравнения изменения массы капли должна стоять величина $\Delta m / \Delta t$, а не $A(t) \cdot \Delta m / \Delta t$. Кроме того, непосредственное действие вязкости на возмущения в жидкости, которое учтено в [10], является для рассмотренных слабовязких сред второстепенным [11], а основной фактор – градиентность невозмущённого течения в погранслое жидкости [11, 12], вызванная вязким зацеплением, – остался неучтённым. При вычислении вязкого касательного напряжения на поверхности раздела сред в [10] используется неверная формула со скоростью жидкости по отношению к поверхности, в отличие от общепринятой [13]. В результате характеристическое уравнение работы [10] в пределе $\rho_r \rightarrow 0$, $V_r \rightarrow 0$ не совпадает с соответствующим уравнением работы [13], где задача о влиянии вязкости на затухание поверхностных волн была решена для случая $\rho_r = 0$, $V_r = 0$ [13. С. 788]. Это означает, что все последующие значения параметров диспергирования, выраженные в работе [10] через корни этого уравнения, неверны.

Таким образом, разработанный подход к описанию процесса диспергирования в скоростных потоках газа позволил получить уравнения кинетики дробления капли. Найденные приближённые формулы для закона изменения массы капли дают возможность проводить анализ влия-

**УРАВНЕНИЕ ПОТЕРИ МАССЫ КАПЛИ
В СКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА
ЧАСТЬ II. УРАВНЕНИЯ КИНЕТИКИ ДРОБЛЕНИЯ**

ния основных физических и динамических свойств системы на кинетические параметры процесса массопереноса и получать важную количественную информацию, необходимую при решении практических задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гирин А.Г. Уравнение потери массы капли в скоростном потоке газа. Ч. I. Разрушение капли механизмом неустойчивости течения в сопряжённых пограничных слоях // Вісник ОНМУ. – 2009. – Вип. 26. – С. 44-52.
2. Ranger A.A. Shock wave propagation through two-phase medium // Acta Astronaut. – 1972. – Vol. 17. – № 4-5. – P. 675-683.
3. Rabin E., Schallenmuller A.R., Lowhead R.B. Displacement and shattering of propellant droplets / AFOSR – TR – 60-75, 1960.
4. Гирин А.Г. Гидродинамическая неустойчивость и режимы дробления капель // ИФЖ. – 1985. – Т. 48. – № 5. – С. 771-776.
5. Reinecke W.G., Waldman G.D. Shock layer shattering of cloud drops in reentry flight // AIAA Paper. – 1975. – № 152. – 22 P.
6. Гельфанд Б.Е. Современное состояние и задачи исследований детонации в системе капли жидкости – газ / В кн.: Хим. физ. проц. горения и взрыва. Детонация / АН СССР. – ИХФ. Черноголовка. – 1977. – С. 28-39.
7. Engel O.G. Fragmentation of waterdrops in the zone behind an air shock // Jour. Res. Nat. Bureau of Stand. – 1958. – Vol. 60. – № 3. P. 254-280.
8. Симонс Г.А. Ускорение и деформация капли // Ракетн. техн. и косм. – 1976. – Т.14. – №2. – С. 178-180.
9. Матвеев Л.Т. Основы общей метеорологии: Физика атмосферы. – Л.: ГМИ, 1965. – 876 с.
10. Асланов С.К. Кинетика дробления жидких частиц в потоке газа и теория детонации аэрозоля // Докл. Нац. Акад. наук Украины. – 1997. – № 5. – С. 114-117.
11. Бородин В.А., Ягодкин В.И. Устойчивость движения плоской границы раздела двух жидкостей // ПМТФ. – 1967. – № 1. – С. 71-76.
12. Асланов С.К., Гирин А.Г. Об основных факторах гидродинамической неустойчивости при моделировании процесса диспергирования в двухфазной детонации // Докл. АН УССР. – 1981. Сер. А, физ.-мат. и техн. наук. – № 12. – С. 25-28.
13. Ламб Г. Гидродинамика. – М.-Л.: Гостехиздат, 1947. – 780 с.

Надійшла 10.08.09

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПРЕДЕЛОВ ВЫНОСЛИВОСТИ

Предложен метод построения средневероятной кривой усталости по усреднённым на каждом уровне напряжений долговечностям до разрушения. Это позволило повысить как точность построения кривой усталости, так и точность определения индивидуальных пределов выносливости.

Запропонований метод побудовання середньоможливої кривої втоми по усередненим на кожному рівні напружень довговічностям до руйнування. Це дозволило підвищити як точність побудови кривої втоми, так і точність визначення індивідуальних меж витривалості.

Here is offered a method of fatigue curve description according to mean durability on every level of tension (strain-механика) until the destruction. This allows to increase the accuracy of both fatigue curve description and definition of endurance's individual limits.

Ключевые слова: индивидуальный предел выносливости, параметры средневероятной кривой усталости, коэффициент корреляции.

В работе [1] предложена зависимость для определения индивидуальных пределов выносливости деталей, их моделей или образцов в виде

$$\sigma_{R_i} = \bar{\sigma}_R + \frac{S_{\sigma_R} \cdot (N_i - \bar{N})}{S_N}, \quad (1)$$

где $\bar{\sigma}_R$ – средневероятный предел выносливости;

\bar{N} – долговечность до разрушения по средневероятной кривой усталости;

N_i – долговечность i -й детали;

S_{σ_R} и S_N – стандартные отклонения величин σ_R и N на каждом из уровней напряжений.

Анализируя формулу (1), следует заметить, что точность оценки величин σ_{R_i} зависит от точности определения долговечностей \bar{N} . В свою очередь, \bar{N} в значительной мере определяется выбором математической модели кривой усталости.

В работе [2] предложено в качестве уравнения кривой усталости использовать степенную зависимость с тремя параметрами, которую можно считать модернизированным уравнением Вейбулла

**ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПРЕДЕЛОВ ВЫНОСЛИВОСТИ**

$$(\sigma - A)^{m'_w} \cdot N = 10^{C'_w}, \quad (2)$$

где m'_w , C'_w и A – параметры.

Это уравнение отличается от известных моделей кривых усталости более точной формой наклонного участка за счёт возможности варьирования величиной A . При этом параметры m'_w и C'_w принимаются соответствующими такому значению A , при котором коэффициент корреляции максимален. Коэффициент корреляции, как известно, даёт представление о тесноте связи между случайными величинами, однако в данном случае необходимо также принять во внимание ещё и то, что средневероятная кривая усталости строится в логарифмических координатах, а, следовательно, и учитывать влияние неравномерности логарифмической шкалы.

Чтобы количественно оценить это влияние, рассмотрим конкретный пример. Пусть параметры некоторой средневероятной кривой усталости равны: $m'_w = 3,8$; $C'_w = 13,6$; $A = 125 \text{ МПа}$; $\sigma_R = 200 \text{ МПа}$. Примем также, что при этих значениях параметров статистические характеристики массива экспериментальных данных рассматриваемых объектов, испытанных при напряжениях, равных 280 МПа, составляют: $S_{\sigma_R} = 12,8 \text{ МПа}$ и $S_N = 74833 \text{ цикла}$. Для принятого уровня напряжений определим долговечность и её логарифм по кривой усталости с помощью уравнения (2)

$$\bar{N} = \frac{10^{C'_w}}{(\sigma - A)^{m'_w}} = \frac{10^{13,6}}{(280 - 125)^{3,8}} = 189121 \text{ цикл } (\lg \bar{N} = 5,277).$$

Допустим, что отклонения долговечностей симметричны относительно значения \bar{N} и равны ± 50000 циклов. При этом эти долговечности (обозначим их N_1 и N_2) соответственно составят: $N_1 = \bar{N} - 50000 = 189121 - 50000 = 139121 \text{ цикл}$ ($\lg N = 5,143$) и $N_2 = \bar{N} + 50000 = 189121 + 50000 = 239121 \text{ цикл}$ ($\lg N = 5,379$), а индивидуальные пределы выносливости согласно (1) будут равны

$$\sigma_{R_1} = \bar{\sigma}_R + \frac{S_{\sigma_R} \cdot (N_1 - \bar{N})}{S_N} = 200 + \frac{12,8(139121 - 189121)}{74833} = 191,4 \text{ МПа},$$

$$\sigma_{R_2} = \bar{\sigma}_R + \frac{S_{\sigma_R} \cdot (N_2 - \bar{N})}{S_N} = 200 + \frac{12,8(239121 - 189121)}{74833} = 208,6 \text{ МПа}.$$

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПРЕДЕЛОВ ВЫНОСЛИВОСТИ

Из рассмотренного примера видно, что в логарифмических координатах имеет место асимметрия положения средневероятной кривой усталости. Учитывая, что она практически не зависит от уровня напряжения, оценим её по отношению разностей абсолютных величин долговечностей $\lg N_1 - \lg \bar{N}$ и $\lg N_2 - \lg \bar{N}$

$$\frac{|\lg N_1 - \lg \bar{N}|}{|\lg N_2 - \lg \bar{N}|} = \frac{|5,143 - 5,277|}{|5,379 - 5,277|} = \frac{0,134}{0,102} = 1,3.$$

Для исключения погрешности положения средневероятной кривой усталости, обусловленной указанным выше фактором, необходимо изменить способ её построения, а именно, обработку данных по методу наименьших квадратов производить по осреднённым долговечностям на каждом из уровней напряжений. При этом количество экспериментальных точек, по которым будет строиться кривая усталости, сократится в несколько раз и станет равным числу принятых уровней напряжений.

Чтобы оценить в какой мере предложенный метод построения средневероятной кривой усталости влияет на её положение, обратимся к экспериментальным данным.

В табл. 1 представлены результаты испытаний на изгиб надрезанных образцов, изготовленных из стали 18Х2Н4ВА, средневероятный предел выносливости которых составляет 200 МПа. В этой же таблице представлены расчётные значения величин $\lg(\sigma - A')$ и $\lg \bar{N}$. Значение параметра A' предварительно было определено из условия наименьшего рассеяния экспериментальных данных при построении наклонного участка кривой усталости. Оно оказалось равным 133 МПа.

Рассчитанные на основе данных таблицы 1 параметры m'_{wc} и C'_{wc} оказались соответственно равными 3,3 и 13,5 (индекс c в обозначении параметров указывает на то, что эти параметры соответствуют кривой усталости, построенной по средним значениям долговечностей). При этих значениях параметров коэффициент корреляции составил $r = 0,9981$, т.е. оказался очень близким к единице. Такое столь высокое его значение объясняется меньшим рассеянием осреднённых долговечностей по сравнению с экспериментальными.

Используя экспериментальные данные приведенного выше примера, определим в какой мере предложенный метод построения средневероятной кривой усталости позволяет повысить точность определения индивидуальных пределов выносливости. Для этого рассчитаем по формуле (1) значения σ_{Ri} всех 20 образцов, представленных в табл. 1. Определим также их отклонения от средневероятного значения предела выносливости $\bar{\sigma}_R$ и относительные погрешности $\delta_{\sigma_{Ri}}$ и $\delta_{\sigma_{Ri}}$ (табл. 2).

**ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПРЕДЕЛОВ ВЫНОСЛИВОСТИ**

Таблица 1

Результаты испытаний образцов из стали 18Х2Н4ВА

Номер образца	σ , МПа	N	\bar{N} , цикл.	$\lg N$	$\lg \bar{N}$	$\lg(\sigma - A)$	$\lg(\sigma - A')$
1	320	58700	88260	4,768638	4,945764	2,290035	2,272
2	320	77400		4,888741		2,290035	
3	320	91100		4,959518		2,290035	
4	320	103800		5,016197		2,290035	
5	320	110300		5,042576		2,290035	
6	280	115600	217340	5,062958	5,33714	2,190332	2,167
7	280	183200		5,262925		2,190332	
8	280	209600		5,321391		2,190332	
9	280	273400		5,436799		2,190332	
10	280	304900		5,484157		2,190332	
11	240	361400	546380	5,557988	5,737495	2,060698	2,029
12	240	405800		5,608312		2,060698	
13	240	513200		5,710287		2,060698	
14	240	640800		5,806723		2,060698	
15	240	810700		5,908860		2,060698	
16	210	735400	1742480	5,866524	6,241168	1,929419	1,886
17	210	1072000		6,030195		1,929419	
18	210	1894000		6,277380		1,929419	
19	210	2148000		6,332034		1,929419	
20	210	2863000		6,456821		1,929419	

Как видно из табл. 2, осреднённые погрешности $\delta_{\sigma_{Ri}^K}$ и $\delta_{\sigma_{Ri}}$ отличаются почти в 8 раз ($\delta_{\sigma_{Ri}} / \delta_{\sigma_{Ri}^K} = 0,63 / 0,08 = 7,9$), хотя величины σ_{Ri} и σ_{Ri}^K отличаются друг от друга весьма незначительно (201,3 МПа и 199,8 МПа).

**ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПРЕДЕЛОВ ВЫНОСЛИВОСТИ**

Таким образом, предложенный метод построения средневероятной кривой усталости по осреднённым долговечностям позволил не только уточнить её положение, но также повысить точность определения индивидуальных пределов выносливости.

Таблица 2

*Результаты расчёта индивидуальных пределов выносливости
и их отклонений*

Номер образца	\bar{N} , цикл.	S_N , цикл.	σ_{Ri} , МПа	\bar{N}' , цикл.	$S_{N'}$, цикл.	σ_{Ri}^K , МПа	$\delta_{\sigma_{Ri}}$, %	$\delta_{\sigma_{Ri}^K}$, %
1	79044	23193	188,8	90882	20985	180,4	-5,60	-9,80
2			199,1			191,8	-0,45	-4,10
3			206,7			200,1	3,35	0,05
4			213,7			207,9	6,85	3,95
5			217,2			211,8	8,60	5,90
6	189121	81190	188,4	201533	76869	185,7	-5,80	-7,15
7			199,1			196,9	-0,45	-1,55
8			203,2			201,3	1,60	0,65
9			213,3			212,0	6,65	6,00
10			218,3			217,2	9,15	8,60
11	587961	188750	184,6	576460	186001	185,2	-7,70	-7,40
12			187,6			188,3	-6,20	-5,85
13			194,9			195,6	-2,55	-2,20
14			203,6			204,4	1,80	2,20
15			215,1			216,1	7,55	8,05
16	1854420	852456	183,2	712388	853120	185,3	-8,40	-7,35
17			188,3			190,4	-5,85	-4,80
18			200,6			202,7	0,30	1,35
19			204,4			206,5	2,20	3,25
20			215,1			217,3	7,55	8,65
Средние значения		201,3				199,8	0,63	-0,08

ЛИТЕРАТУРА

1. Коноплёв А.В. Определение индивидуальных характеристик сопротивления усталости // Вісник ОНМУ. – 2007. – № 21. – С. 89-96.
2. Коноплёв А.В. Повышение точности построения кривой усталости при использовании трехпараметрического уравнения Вейбулла // Вісник ОНМУ. – 2007. – № 22. – С. 131-136.

Надійшла 15.05.09

СИНТЕЗ КОМПЕНСИРУЮЩЕГО УСТРОЙСТВА В НЕЛИНЕЙНОЙ ИНВАРИАНТНОЙ СИСТЕМЕ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОПРИВОДА

Изложен обобщенный метод синтеза компенсирующего устройства, позволяющий ввести дополнительную обратную связь в системе автоматизированного электропривода для обеспечения инвариантности скорости проталкивания слитков по поду методической печи в зависимости от силы сопротивления движению.

Викладено узагальнюючий метод синтезу компенсуючого пристрою, який дає можливість ввести додатковий зворотній зв'язок в системі автоматизованого електроприводу, що забезпечує інваріантність швидкості протавхування зливків по підлозі методичної печі від зусилля опору посування.

The generalized synthesis method is stated of the compensating device allowing the incorporation of the additional feedback in the automated electrically driven system to provide the velocity invariance of the bullion pushing on the continuous furnace floor depending on the resistance movement is stated.

Ключевые слова: речный толкатель, методическая печь, электропривод, автоколебания, компенсирующее устройство.

В механизме речного толкателя методической печи возникают значительные автоколебания. Этот вспомогательный механизм печного пролета стана 2000 предназначен для загрузки слабов в печь, проталкивания садки слабов по поду печи и выдачи их на прокатный стан.

В методических нагревательных печах трение между слябами и их опорами существенно зависит от скорости движения слабов.

Вначале, когда эта скорость меньше определенной (критической) величины, усилие сопротивления движению значительно, а затем при увеличении скорости трение, а, следовательно, и усилие сопротивления уменьшаются. При превышении критической скорости трение и усилие сопротивления вновь увеличиваются. Наличие нелинейной зависимости усилия сопротивления от скорости движения приводит к возникновению незатухающих колебаний нагрузок на штанги толкателя и продольные подовые трубы.

Частоты собственных колебаний различных участков каркаса печи, равные 3-5 Гц, близки к частотам вынужденных колебаний, что приводит к резонансному режиму и является основной причиной разрушения футеровки.

Рассматривается система электропривода с учетом взаимной связи переходных процессов в механической системе и электродвигателе. Такая взаимосвязь при определенных соотношениях параметров может быть причиной возникновения колебаний, устранение которых достигается изменением параметров системы, либо введением дополнительных об-

СИНТЕЗ КОМПЕНСИРУЮЩЕГО УСТРОЙСТВА В НЕЛИНЕЙНОЙ ИНВАРИАНТНОЙ СИСТЕМЕ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОПРИВОДА

ратных связей. В процессе анализа необходимо учесть нелинейную зависимость усилия сопротивления от скорости проталкивания слитков.

В связи с тем, что имеют место периодические нагружения деталей редуктора и валов, а также подовых труб, то при анализе переходных процессов в механизме необходимо учитывать также упругости этих элементов механической части системы. С этой целью многомассовую систему в первом приближении можно представить простейшей двухмассовой, так как динамический расчет ее во многих случаях удовлетворяет требованиям практической точности. К первой массе с моментом инерции m_1 отнесен якорь электродвигателя, подвижные части редуктора и тормозной шкив. Второй массой с моментом инерции m_2 соответственно будут штанги толкателя и слябы. Жесткость соединительных звеньев, участвующих в нагружении по линии электродвигатель – редуктор – плот слябов, приведен к условному безинерционному звену с коэффициентом жесткости «С». Массы системы подвергаются динамическому нагружению внешними силами, а именно, первая масса – моментом электродвигателя, приведенным к поступательному движению штанги, а вторая – силой сопротивления $F_C(V_2)$, зависящей от скорости линейного движения слябов. Механические постоянные времени первой и второй массы

$$T_{M1} = \sqrt{\frac{m_1}{C}}, \quad T_{M2} = \sqrt{\frac{m_2}{C}}.$$

Структурная схема системы электропривода, составленная с учетом действия упругой связи в механизме и возмущающего воздействия в виде усилия сопротивления, нелинейно зависящего от скорости, представлена на рис.1.

В электроприводе по системе ТП–Д использован комплектный тиристорный преобразователь КТПУ – 2020, состоящий из двух комплектов вентиляей. Каждый из них собран по шестифазной нулевой схеме, получающей питание от шестифазного трансформатора.

Система управления выполнена по принципу подчиненного регулирования с применением блоков УБСР. Преобразователь представлен апериодическим звеном с постоянной времени T_n , определяемой наличием фильтров цепей управления. Регулятор тока представляет собой пропорционально – интегральное звено, компенсирующее постоянную времени якорной цепи с точностью до малой постоянной времени T_T , определяемой суммой постоянных времени преобразователя и датчика тока. Регулятор скорости компенсирует электромеханическую постоянную времени привода с точностью до малой постоянной времени контура скорости.

**СИНТЕЗ КОМПЕНСИРУЮЩЕГО УСТРОЙСТВА
В НЕЛИНЕЙНОЙ ИНВАРИАНТНОЙ СИСТЕМЕ
АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОПРИВОДА**

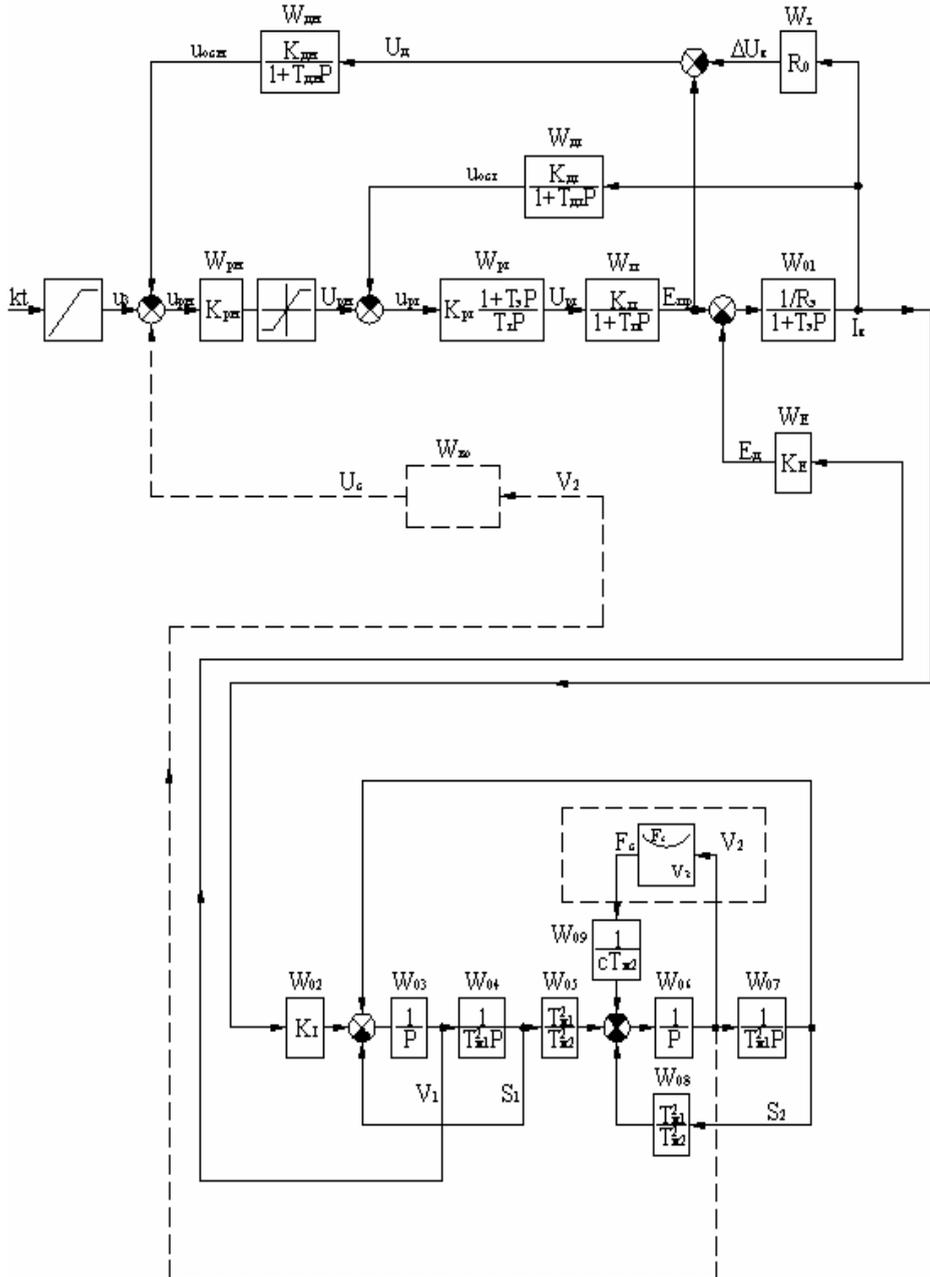


Рис. 1. Структурная схема электропривода

СИНТЕЗ КОМПЕНСИРУЮЩЕГО УСТРОЙСТВА В НЕЛИНЕЙНОЙ ИНВАРИАНТНОЙ СИСТЕМЕ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОПРИВОДА

Несмотря на то, что такая система управления в принципе обеспечивает хорошие динамические характеристики тока якоря и скорости двигателя для механизмов с постоянным моментом сопротивления, в данном случае она не удовлетворяет этим требованиям. Регулятор скорости заменен регулятором ЭДС, что отражено на структурной схеме, показанной на рисунке.

Данную систему электропривода можно отнести к классу нелинейных инвариантных систем. Применение принципа инвариантности дает расчетные соотношения, позволяющие так выбрать параметры системы, чтобы одна из ее обобщенных координат была бы независимой от возмущающего воздействия, приложенного к этой системе. Принцип инвариантности для линейных систем хорошо разработан [1] и находит широкое применение на практике. Он заключается в том, что если передаточная функция системы относительно возмущения, составленная для искомой координаты, тождественно равна нулю, то обеспечивается инвариантность этой координаты. Используя принцип инвариантности, определим передаточную функцию компенсирующего устройства, обеспечивающего инвариантность скорости слитков V_2 от силы сопротивления F_c в линеаризованной системе.

Произведем линеаризацию нелинейной характеристики $F_c(V_2)$. Рассматривая малые отклонения переменной F_c от принятого установившегося значения, запишем выражение для падающей части характеристики $F_c(V_2)$ в виде

$$F_c = F_{co} - \Delta F_c. \quad (1)$$

Разложив правую часть этого уравнения в ряд Тейлора и воспользовавшись лишь линейными членами, получим

$$F_c = F_{co} - \frac{\partial F_c}{\partial V_2}, \quad (2)$$

где $\frac{\partial F_c}{\partial V_2} = K_{010}$ – тангенс угла наклона касательной к кривой F_c в точке установившегося режима.

В линеаризованной системе не учитывается также ограничение выходного напряжения регулятора скорости, а нелинейная зависимость вход-выход преобразователя заменяется линейной.

В этом случае затухающий переходной процесс в системе при значении скорости меньше критической можно получить введением ком-

**СИНТЕЗ КОМПЕНСИРУЮЩЕГО УСТРОЙСТВА
В НЕЛИНЕЙНОЙ ИНВАРИАНТНОЙ СИСТЕМЕ
АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОПРИВОДА**

пенсирующей связи по скорости слитков. При этом будет создаваться дополнительный канал воздействия возмущения на координату V_1 , инвариантность которой от этого возмущения должна быть обеспечена. В этом случае будет соблюдаться основной структурный признак реализуемости условия инвариантности, то есть принцип двухканальности, найденный Петровым В.П. [1].

При введении компенсирующей связи, показанной на рисунке, получим следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} W_{11}V_2 - W_{12}V_1 &= -W_1F_{co} \\ -W_{21}V_2 + W_{22}V_1 - W_{23}I_a &= 0 \\ -W_{31}V_2 + W_{32}V_1 + W_{33}I_a &= W_3U_{3II} \end{aligned} \right\}, \quad (3)$$

где
$$W_{31} = \frac{W_{ko} W_{pc} W_{pm} W_{np} W_{01}}{1 + W_{\partial n} W_{pc} W_{pm} W_{np}}.$$

Передаточная функция по скорости замкнутой системы относительно возмущения определяется выражением

$$W_{V1f}(зам) = \frac{-A_{12,3}W_1}{\Delta_3}, \quad (4)$$

где Δ_3 – главный определитель системы уравнений (3);

$A_{12,3}$ – алгебраическое дополнение определяется Δ_3 .

Главный определитель замкнутой системы будет

$$\Delta_3 = \begin{vmatrix} W_{11} - W_{12} & 0 \\ -W_{21} & W_{22} - W_{23} \\ -W_{31} & W_{32} & W_{33} \end{vmatrix} = -W_{12}W_{21}W_{33} - W_{12}W_{23}W_{31} + W_{22}W_{11}W_{33} + W_{32}W_{11}W_{23},$$

или

$$\begin{aligned} \Delta_3 &= \Delta_p - W_{12}W_{23}W_{31} = \\ &[-W_{04}W_{05}W_{06}W_{07}W_{03}(1 + W_{\partial n}W_{pc}W_{pm}W_{np} + W_{\partial m}W_{pm}W_{np}W_{01} - W_mW_{\partial n}W_{pc}W_{pm}W_{np}W_{01}) - \\ &- W_{04}W_{05}W_{06}W_{02}W_{03} \times W_{pc}W_{pm}W_{np}W_{01}W_{ko} + (1 + W_{03}W_{04})(1 + W_{07}W_{08}W_{06} - K_{010}W_{09}W_{06}) \times \\ &(1 + W_{\partial n}W_{pc}W_{pm}W_{np} + \\ &+ W_{\partial m}W_{pm}W_{np}W_{01} - W_mW_{\partial n}W_{pc}W_{pm}W_{np}W_{01}) + W_{02}W_{03}W_eW_{01}(1 + W_{07}W_{08}W_{06} - K_{010}W_{09}W_{06}) \\ &(1 + W_{\partial n}W_{pc}W_{pm}W_{np})] \times \\ &\times \frac{1}{1 + W_{\partial n}W_{pc}W_{pm}W_{np}} \end{aligned} \quad (5)$$

Алгебраическое дополнение

**СИНТЕЗ КОМПЕНСИРУЮЩЕГО УСТРОЙСТВА
В НЕЛИНЕЙНОЙ ИНВАРИАНТНОЙ СИСТЕМЕ
АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОПРИВОДА**

$$A_{12,3} = - \begin{vmatrix} -W_{21} - W_{23} \\ -W_{31} & W_{33} \end{vmatrix} = W_{21}W_{33} + W_{23}W_{31}. \quad (6)$$

Для числителя передаточной функции замкнутой системы получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} A_{12,3} \cdot (-W_1) &= -W_{21}W_{33}W_1 - W_{23}W_{31}W_1 = \\ &(-W_{07}W_{03}W_{09}W_{06} - W_{07}W_{03}W_{09}W_{06}W_{0n}W_{pc}W_{pm}W_{np} - \\ &- W_{07}W_{03}W_{09}W_{06}W_{0m}W_{pm}W_{np}W_{01} + W_{07}W_{03}W_{09}W_{06}W_mW_{0n}W_{pc}W_{pm}W_{np}W_{01} - \\ &W_{02}W_{03}W_{09}W_{06}W_{pc}W_{pm}W_{np}W_{01}W_{ko}) \times \\ &\times \frac{1}{1 + W_{0n}W_{pc}W_{pm}W_{np}} \end{aligned} \quad (7)$$

Неизвестную передаточную функцию компенсирующего устройства можно определить, составив условие инвариантности координаты V_1 от возмущающего воздействия F_c , для чего приравняем нулю числитель передаточной функции замкнутой системы. После преобразований получим следующее тождество:

$$\begin{aligned} -W_{07} - W_{07}W_{0n}W_{pc}W_{pm}W_{np} - W_{07}W_{0n}W_{pm}W_{np}W_{01} + \\ W_{07}W_mW_{0n}W_{pc}W_{pm}W_{np}W_{01} \equiv W_{02}W_{pc}W_{pm}W_{np}W_{01}W_{ko} \end{aligned} \quad (8)$$

Количественное выражение числителя передаточной функции

$$- \frac{0,0007 p^4 + 0,016 p^3 + 0,68 p^2 + 0,88 p + 0,3}{1,67 p^4 (1 + 0,075 p)(1 + 0,1 p)(1 + 1,88 p)} \equiv \frac{0,52 p + 0,345}{1,67 p^4 (1 + 0,1 p)(1 + 1,88 p)} W_{ko}$$

Для удовлетворения этого тождества компенсирующее устройство должно иметь передаточную функцию

$$W_{ko} = - \frac{0,014 p^3 + 0,31 p^2 + 1,31 p + 1}{1 + 0,075 p}. \quad (9)$$

Так как для передаточной функции (9) не соблюдается условие физической реализуемости (степень числителя больше степени знаменателя), то упростим ее, приняв

$$W_{ko} = - \frac{1,31 p + 1}{1 + 0,075 p}. \quad (10)$$

**СИНТЕЗ КОМПЕНСИРУЮЩЕГО УСТРОЙСТВА
В НЕЛИНЕЙНОЙ ИНВАРИАНТНОЙ СИСТЕМЕ
АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОПРИВОДА**

В этом случае будет достигаться лишь частичная инвариантность координаты V_1 от возмущающего воздействия. Подставив в выражения (5) и (7) значения передаточных функций звеньев, приведенные на структурной схеме рис.1 и значение W_{ko} из выражения (10), а также используя (4), получим

$$W_{V_1 f(зам)} = \frac{-A_{12,3}W_1}{\Delta_3} = \frac{-0,0007 p^5 - 0,016 p^4 + 0,03 p^3 + 0,09 p^2}{0,023 p^8 + 0,55 p^7 + 23,3 p^6 + 22,7 p^5 + 31 p^4 + 27,6 p^3 + 16,9 p^2 + 7,5 p + 1,3} \quad (11)$$

На основании выражения (11) заключаем, что при реализации найденной передаточной функции компенсирующего устройства достигается частичная (до 1-й производной) инвариантность регулируемой координаты V_1 от возмущения F_c . Эта связь делает систему устойчивой и независимой от нелинейной характеристики усилия сопротивления движения слябов по поду печи и возникающие колебания затухают. Об устойчивости замкнутой системы можно судить по положительным коэффициентам характеристического уравнения в знаменателе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петров Б.Н. Принцип инвариантности и условия его применения при расчете линейных и нелинейных систем. Межд. федер. по авт. упр. I межд. Конгресс ИФАК, 1960.
2. Петров Б.Н. Избранные труды. – М.: Наука, 1963. Т.1. Теория автоматического управления.

Надійшла 10.08.09

ВЫБОР СУДНА ДЛЯ ТАЙМ-ЧАРТЕРНОЙ АРЕНДЫ И КРИТЕРИИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЕГО ФРАХТОВАНИЯ

Приводится метод оценки выбора судна для тайм-чартерной аренды. Дается описание моделей обоснования норматива затрат судовладельца в виде функциональных зависимостей стоимости судна и услуг его экипажа. Показаны приемы выбора офферт фрахтователей и вида фрахтования судна.

Приводиться метод оцінки вибору судна для тайм-чартерної оренди. Дається описання моделей обґрунтування норматива витрат судовласника у виді функціональних залежностей вартості судна і послуг його екіпажу. Показано прийоми вибору офферт фрахтувальника та виду фрахтування судна.

The evaluation procedure of selecting the vessel for time charter is shown. The patterns of standarts of ship owner's expenses are grounded and set as functional subordination between the coast of the vessel and crew's service. The methods of choosing an offer charterer and of chartering are presented.

Ключевые слова: фрахтование, тайм-чартер, тайм-чартерная ставка, арендные платежи, рейсовый чартер.

Тайм-чартерная аренда судов широко практикуется на международном фрахтовом рынке. Эти коммерческие операции сформировали свой сегмент рынка со всеми его атрибутами, на котором ежедневно заключаются сотни сделок на сдачу судов в аренду.

Много внимания тайм-чартерной аренде уделено и в специальной литературе, правда большая часть публикаций посвящена коммерческо-правовым аспектам толкования отдельных статей тайм-чартера. Но есть и примеры рассмотрения арендных отношений тайм-чартера с экономических позиций его функционирования [1, 2, 3, 4]. В некоторых из них [1, 2] предлагаются показатели оценки эффективности тайм-чартерной аренды судов и ее сравнение с рейсовым фрахтованием. Однако утверждать, что кроме фрагментарного рассмотрения опубликованы какие-либо методические подходы к обоснованию оценки эффективности тайм-чартерной аренды не приходится. Поэтому в данной работе ставится задача восполнить этот пробел и представить некоторые методические приемы обоснования эффективности фрахтовых операций с тайм-чартерными судами.

Оценивать экономику любой деятельности в сфере рыночных отношений невозможно без анализа формирования доходов, расходов и цен.

Поэтому рассмотрим механизмы формирования затрат и арендных ставок при тайм-чартерной аренде судов.

ВЫБОР СУДНА ДЛЯ ТАЙМ-ЧАРТЕРНОЙ АРЕНДЫ И КРИТЕРИИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЕГО ФРАХТОВАНИЯ

Величина тайм-чартерной ставки, как любой рыночной цены, базируется на расходах судовладельца, которые он, как минимум, стремится возместить через арендные платежи.

Такие затраты судовладельца r по судну s в единицу времени t при сдаче его в тайм-чартерную аренду на срок T можно описать как функцию двух стоимостей – стоимости судна K_s и стоимости услуг судового экипажа N_s по технической и навигационной эксплуатации судна

$$r_t(T)S = F(K_s, N_s). \quad (1)$$

В свою очередь модель затрат судовладельца в единицу t времени как функция стоимости судна представляется в таком виде:

$$r_t(T)K_s = F(\gamma_t K_{s^t}, \lambda \gamma_t K_{s^t}, \delta K_{s^t}, \beta K_{s^t}), \quad (2)$$

где $\gamma_t K_{s^t}$ – доля γ_t амортизированной стоимости судна за время его аренды t ;

$\lambda \gamma_t K_{s^t}$ – процент λ дохода от доли γ_t амортизированной стоимости судна за время аренды t ;

δ, β – соответственно, коэффициенты, учитывающие затраты на страхование (КАСКО) и ремонт за время аренды судна T , все в единицу времени t .

Модель затрат судовладельца в единицу времени t как функция стоимости услуг экипажа по технической и навигационной эксплуатации судна такова:

$$r_t(T)N_s = F(C_s^t, \alpha C_s^t, \delta C_s^t, \eta C_s^t, \mu C_s^t). \quad (3)$$

где C_s^t – затраты по заработной плате согласно окладам членов экипажа судна s в единицу времени t ;

$\alpha, \delta, \eta, \mu$ – коэффициенты учитывающие затраты в единицу времени t соответственно на: коллективное питание, зарплату по совместительству и сверхурочные работы, смены экипажей, содержание резерва экипажа.

Это основные расходы судовладельца, которые принято называть постоянными, так как они остаются неизменными в единицу времени независимо от того, где и как будет эксплуатироваться судно, взятое арендатором в тайм-чартер.

ВЫБОР СУДНА ДЛЯ ТАЙМ-ЧАРТЕРНОЙ АРЕНДЫ И КРИТЕРИИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЕГО ФРАХТОВАНИЯ

Для удобства использования приведенного выше затратного показателя в дальнейших рассуждениях назовем его “суточный норматив постоянных расходов” и обозначим r_{\min}^s .

При принятии решения о целесообразности оперирования судном на тайм-чартерном рынке судовладелец должен сравнить r_{\min}^s с котируемыми тайм-чартерными ставками по судам такой же тоннажной группы и специализации.

Эксплуатация судна в режиме тайм-чартерной аренды для судовладельца экономически приемлема если соблюдается условие, что

$$r_{\min}^s < A_p^s, \quad (4)$$

где A_p^s – суточные величины котируемых арендных ставок.

При соблюдении такого же неравенства с предлагаемой арендной ставкой A_n^s потенциальным арендатором сделку можно считать экономически целесообразной, а превышение A_n^s над r_{\min}^s указывает на ее рентабельность.

Приведенные выше примеры оценки эффективности и целесообразности сдачи судна в тайм-чартер рассматривались с позиции судовладельца. Арендатор, как его партнер, беря судно в аренду, проводит тоже оценку своих коммерческих интересов, но с другим подходом. Для него также очень важным является уровень арендной ставки, так как расходы по оплате аренды в зависимости от конъюнктуры рынка могут колебаться от 50 % до 80 % общих затрат по оперированию судами на перевозках грузов.

Величину тайм-чартерной ставки арендатор соотносит как со своими расходами по эксплуатации судна, так и с его “функциональностью”. В данном случае понятие “функциональность” оценивается определенными параметрами судна, которые позволяют арендатору использовать его на планируемых перевозках с наибольшей результативностью. Чаще всего к таким параметрам относят: дедвейт, скорость хода, грузоподъемность, универсальность, техническое состояние, возраст, класс судна, осадки, грузовое вооружение, линейные размеры и т.п. Конечно же, значимость отдельных параметров судна в каждой сделке оценивается арендатором применительно к той работе и к тому району, где будет использоваться тайм-чартерное судно.

Поэтому, прежде чем заключить тайм-чартер, арендатор проводит отбор судов с учетом их функциональности. Из свободного тоннажа, котируемого на фрахтовом рынке, создается массив судов-претендентов. Затем уточняется и составляется перечень параметров, которыми должны

ВЫБОР СУДНА ДЛЯ ТАЙМ-ЧАРТЕРНОЙ АРЕНДЫ И КРИТЕРИИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЕГО ФРАХТОВАНИЯ

обладать суда и которые одновременно будут служить критериями оценки при сравнении судов-претендентов.

Степень важности критериев может устанавливаться арендатором, его служащими или фрахтовым брокером, которых назовём экспертами. Затем определяется важность критериев отбора, когда каждому из них $i(i = 1, 2, \dots, n)$ эксперты $j(j = 1, 2, \dots, m)$ присваивают оценки K_{ij} например, по шкале (0 ~ 10).

Они показывают значимость определенных характеристик судна, для тайм-чартерного арендатора.

Такие данные сводятся в специальные таблицы, где суммируются оценки каждого эксперта по судам. Здесь же выводится "весомость" каждого критерия отбора судна как для i -го критерия g_i .

$$g_i = \frac{\sum_{j=1}^m k_{ij}}{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m k_{ij}}, \quad (5)$$

где

$$\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m k_{ij} = 1.$$

Структура критериев выбора судна и степень важности каждой из них зависит от целей, для реализации которых судно берётся в тайм-чартер.

Оценка характеристик судов-претендентов $z(z = 1, 2, \dots, z)$ может осуществляться с помощью индексного метода. Степень соответствия характеристик судна z каждому из критериев выбора арендатора оценивается таким выражением:

$$z_i = \psi_{zi} / \psi_i, \quad (6)$$

где ψ_{zi} – значение характеристик судна-претендента соответствующему критерию;

ψ_i – требуемое значение критерия, как базовое для сравнения.

Расчет индивидуальных индексов выполняется для каждой характеристики всех судов-претендентов. Результаты для удобства анализа сводятся в таблицы.

ВЫБОР СУДНА ДЛЯ ТАЙМ-ЧАРТЕРНОЙ АРЕНДЫ И КРИТЕРИИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЕГО ФРАХТОВАНИЯ

Значения индивидуальных индексов используются для определения группового индекса, который дает оценку степени соответствия судна-претендента всем требованиям арендатора

$$j_z = \sum_{j=1}^n j_z \psi_i g_i / \sum_{\gamma=1}^n \psi_i g_i . \quad (7)$$

По наибольшему значению группового индекса выбирается то судно или суда из претендентов, которые по функциональности можно брать в тайм-чартер.

Естественно, что наряду с функциональностью особую значимость арендатор отводит экономичности эксплуатации судна. Статьи расходов, относимые тайм-чартером на арендатора, называются переменными, так как они зависят от того, где и как будет эксплуатироваться судно, а отдельные статьи (портовые сборы, бункерные расходы) от некоторых характеристик судна, что учитывается арендатором при формировании величины тайм-чартерной ставки.

Принимая судно в тайм-чартер для планируемых перевозок, арендатору не трудно рассчитать расходы по оперированию им. Показатели его затрат и доходов как функции отдельных параметров судна и планируемых рейсов таковы:

- суточный показатель расходов на бункер

$$r_{\delta} = \varphi(L, V, a, M, B, P), \quad (8)$$

где L – расстояние перевозки груза;

V – скорость хода судна;

a – нормативы расхода топлива;

M – интенсивность (норма) грузовых работ;

B – цена на судовой бункер;

P – вид судового бункера.

- суточный показатель расходов на портовые судовые сборы и платы:

$$r_{cn} = \varphi(W_s, X_i, y_i, t), \quad (9)$$

где W_s – регистровая вместимость судна;

X_i – номенклатура судовых сборов и плат;

y_i – таксы по судовым сборам и платам;

t – время стоянки судна в порту;

- суточный показатель сборов за проход каналов и проливов.

$$r_{ck} = \varphi(W_s, X_i, y_i, l, V), \quad (10)$$

ВЫБОР СУДНА ДЛЯ ТАЙМ-ЧАРТЕРНОЙ АРЕНДЫ И КРИТЕРИИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЕГО ФРАХТОВАНИЯ

где l – длина канала или пролива;
– суточный показатель дохода от работы тайм-чартерного судна

$$\int = \varphi(Q, b, M, \Phi), \quad (11)$$

где Q – объём перевозки груза;
 b – ставки фрахта за перевозку груза;
 M – прогнозируемый мертвый фрахт;
 Φ – прогнозируемый демередж.

Экономическая целесообразность использования тайм-чартерного судна на планируемых перевозках для арендатора определяется при выполнении следующего неравенства:

$$A^s (\int - r_{\delta} - r_{cn} - r_{ck} - \Delta r), \quad (12)$$

где A^s – суточная арендная ставка по судну s ;
 Δr – возможные дополнительные расходы арендатора.

Превышение правой части неравенства над левой, умноженное на время аренды, покажет финансовый результат операции по аренде судна за тайм-чартерный период. Суточные показатели доходов и расходов по отдельным статьям тайм-чартерного судна можно использовать и при решении других фрахтовых задач. Такими могут быть задачи о выборе вида фрахтования судна (тайм-чартер, трип-чартер или рейсовый чартер), которые часто решаются судовладельцем. С учетом различий в распределении расходов между сторонами при рейсовом фрахтовании и тайм-чартерной аренде неравенства выбора вида фрахтования будут такими:

- рейсовое фрахтование эффективнее, если

$$\int > A^s + r_{\delta} + r_{cn} + r_{ck} + \Delta r \quad (13)$$

- фрахтование по тайм-чартеру эффективнее, если

$$A^s > \int - r_{\delta} - r_{cn} + r_{ck} - \Delta r. \quad (14)$$

С использованием суточных показателей доходов и расходов можно решать задачи по выбору оферт. Предпочтение отдается той из них, у которой сравниваемый показатель больше. В этом случае, в зависимости от вида фрахтования, сравниваются соответствующие показатели формируемые из приведенных выше удельных нормативов.

ВЫБОР СУДНА ДЛЯ ТАЙМ-ЧАРТЕРНОЙ АРЕНДЫ И КРИТЕРИИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЕГО ФРАХТОВАНИЯ

- выбор оферт рейсового фрахтования осуществляется по показателю уровня доходности

$$\frac{J_1}{r_{\min} + \sum r_1^i} > \frac{J_2}{r_{\min} + \sum r_2^i}, \quad (15)$$

где соответственно по сравниваемым офертам:

$\sum r_1^i, \sum r_2^i$ – сумма суточных расходов на бункер, портовые сборы, канальные и другие;

J_1, J_2 – суточные доходы.

- выбор оферт тайм-чартерной аренды осуществляется с использованием показателя финансового результата

$$A_1^s - r_{\min} > A_2^s - r_{\min}. \quad (17)$$

где A_1^s, A_2^s – предлагаемые суточные тайм-чартерные ставки по сравниваемым офертам.

В заключение отметим, что при выборе видов отфрахтования и оферт, кроме «сухих» цифр показателей в реальной практике учитываются и другие условия и обстоятельства. Например, объём перевозок, срок аренды, направление и расстояние перевозки, перспективность работы, деловая репутация партнёра и т.д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бабкин Е.В., Мартынов А.Л. *Международные фрахтовые и транспортные операции.* – СПб., 2002. – 204 с.
2. Раховецкий А.Н. *Оперативная фрахтовая деятельность на морском транспорте.* – М.: Транспорт, 1986. – 160 с.
3. Рылов С.И. *Критерии экономической эффективности при фрахтовании судов.* – М.: ЦРИА «Морфлот», 1980. – 65 с.
4. Рылов С.И. *Фрахтование судов на время.* – М.: В/О «Мортехинформреклама», 1984. – 40 с.

Надійшла 10.07.09

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ РАСХОЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ СУДОВ

Для обоснования алгоритма оценки опасности столкновения в береговых СУДС между судами в море произведена сравнительная оценка точности расчета параметров кратчайшего расхождения с использованием судовой РЛС, БРЛС и АИС. Предложено суда в море представлять в виде круга, радиусом равным половине его максимальной длины; ввести в состав АИВУ новые блоки высокоточного расчета параметров расхождения для создания систем поддержки принятия решений и передачи их на суда в море.

Для обґрунтування алгоритму оцінки небезпеки зіткнення в берегових СУРС між суднами в морі зроблено порівняльну оцінку точності розрахунку параметрів найкоротшої розбіжності з використанням судової РЛС, БРЛС і АІС. Запропоновано судна в морі представляти у вигляді круга, радіусом, який дорівнює половині його максимальної довжини; ввести до складу АІОП нові блоки високоточного розрахунку параметрів розходження для створення систем підтримки прийняття рішень і передачі їх на судна в морі.

To justify the algorithm for assessing the risk of clashes in the coastal VTS between vessels at sea made a comparative assessment of the accuracy of distribution parameters shortest couple differences with the use of the ship's radar, AIS and BRLS. Proposed: ships at sea to provide a circle with a radius equal to half of its maximum length; into AICD enter the new blocks of high-precision calculate the parameters of the differences for the establishment of decision support systems and transferring them to ships at sea.

Ключевые слова: алгоритм, опасность столкновения, точность оценки, параметры расхождения, принятие решения, система на берегу, суда в море.

Широкое использование береговых радиолокационных систем для обеспечения безопасности плавания создает условия для решения многих задач и обеспечения взаимодействия судов между собой и береговыми системами управления движением судов (СУДС). Однако анализ многочисленных аварий, которые происходят в зоне ответственности СУДС, показывает, что при наличии опасности столкновения между судами в море береговые системы не обнаруживают чрезмерного сближения между ними, а если и обнаруживают, то со значительным опозданием.

С появлением автоматизированных систем (АИС) точность определения положения существенно увеличилась, что позволяет уменьшить погрешности оценки параметров сближения.

В связи с отсутствием соответствующих алгоритмов оценки опасности столкновения в береговых СУДС и недостаточной точно-

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ РАСХОЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ СУДОВ

стью расчета параметров кратчайшего расхождения они не могут предупредить чрезмерное сближение судов в зоне ответственности и выработать им рекомендации. По этой причине сравнительная оценка точности вычисления параметров кратчайшего сближения в судовых и береговых РЛС, а также при использовании данных АИС является актуальной.

В большинстве технических расчетов удовлетворительным считается такой уровень точности результата, при котором его максимальная относительная погрешность составляет от 0,1 до 5 % .

Строгое решение задачи оценки точности любой вычисляемой величины со случайными аргументами требует применения формулы средней квадратической погрешности (СКП) функции

$$Z = f(X, Y, \dots, t)$$

$$m_Z^2 = (m_X \frac{\partial z}{\partial x})^2 + (m_Y \frac{\partial z}{\partial y})^2 + \dots + (m_t \frac{\partial z}{\partial t})^2, \quad (1)$$

где X, Y, \dots, t – измеряемые параметры, а m_x, m_y, \dots, m_t - их СКП.

В работе [1] ситуацию сближения судов (рис. 1) рассматривают следующим образом. В первоначальный момент времени t_1 встречное судно C_{II} находилось на расстоянии D_{0A} от собственного судна C_H .

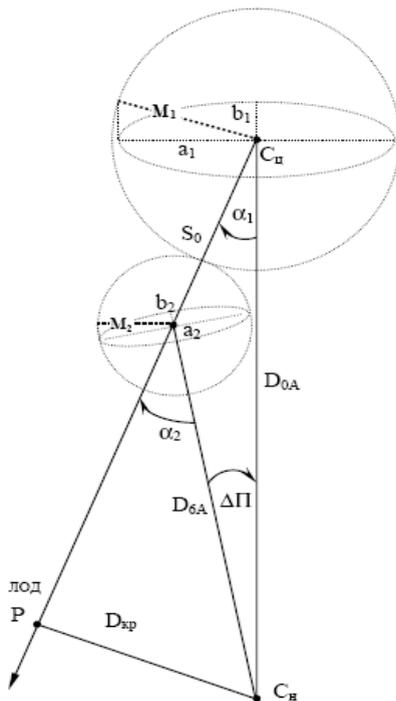


Рис. 1. Вероятностная оценка сближения судов

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ
РАСХОЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ СУДОВ**

В момент времени t_2 отметка встречного судна прошла по ЛОДу расстояние S_0 и пеленг изменился на величину $\Delta\Pi$, находилась на расстоянии D_{6A} .

Угол между ЛОД и пеленгом Π_1 составил α_1 , а между пеленгом Π_2 составил α_2 . Встречное судно проходит на расстоянии D_{kp} относительно собственного.

Величину пройденного относительного расстояния S_0 можно определить из косоугольного треугольника $C_n C_{ц} C_{ц}$ по формуле

$$S_0 = \sqrt{D_{0A}^2 + D_{6A}^2 - 2 \cdot D_{0A} D_{6A} \cdot \cos \Delta\Pi}. \quad (2)$$

Учитывая, что значения углов α_1 и α_2 неизвестны, определим по теореме синусов из того же треугольника

$$\sin \alpha_1 = (D_{6A} \sin \Delta\Pi) / S_0, \quad (3)$$

$$\sin \alpha_2 = (D_{0A} \sin \Delta\Pi) / S_0, \quad (4)$$

В судовождении [2] для каждого способа определения места судна существуют зависимости, которые позволяют рассчитать погрешность определения места судна относительно Земной поверхности, которую обычно представляют в виде окружности. Использование для оценки положения эллипса погрешностей (рис.1) широкого применения не нашло, поскольку требуется использование трех параметров – малой, большой полуосей и направления его расположения. Для использования преимуществ оценки эллипсом [2] была введена характеристика – радиальная СКП, которая с запасом в безопасную сторону очерчивает область вероятного местонахождения судна радиусом $M = \sqrt{a^2 + e^2}$. Согласно с требованием ИМО для 95% вероятности необходимо умножать результаты расчетов на 2, т.е. принимать радиус равным $2 \cdot M$.

Для строгой оценки точности расчета параметров кратчайшего сближения применим формулу (1) последовательно для функций (2)-(4) и получим

$$m_{S_0}^2 = (m_{D_{0A}} \frac{D_{0A} - D_{6A} \cos \Delta\Pi}{S_0})^2 + (m_{D_{6A}} \frac{D_{6A} - D_{0A} \cos \Delta\Pi}{S_0})^2 + (\frac{m_{\Delta\Pi}^0 D_{0A} D_{6A} \sin \Delta\Pi}{57.3 S_0})^2; \quad (5)$$

$$m_{\alpha_1}^2 = (m_{D_{6A}} \frac{tg \alpha_1}{D_{6A}})^2 + (m_{S_0} \frac{tg \alpha_1}{S_0})^2 + (\frac{m_{\Delta\Pi}^0 tg \alpha_1}{57.3 tg \Delta\Pi})^2; \quad (6)$$

$$m_{D_{kp}} = D_{kp} \sqrt{(\frac{m_{D_{0A}}}{D_{0A}})^2 + (\frac{m_{\alpha_1}}{tg \alpha_1})^2}; \quad (7)$$

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ РАСХОЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ СУДОВ

$$m_{t_{кр}}^2 = \left(m_{D_{0,A}} \frac{\cos \alpha_1}{V_0}\right)^2 + \left(m_{V_0} \frac{D_{0,A} \cos \alpha_1}{V_0^2}\right)^2 + \left(m_{\alpha_1} \frac{D_{0,A} \sin \alpha_1}{V_0}\right)^2 \quad (8)$$

В полученных формулах в состав каждого значения СКП входят три вида погрешностей – инструментальные, неустранимые и наследственные.

Как видим, вычисление оценок СКП рассчитанных значений параметров по строгим формулам (5)-(8) достаточно громоздки.

При измерении относительного расстояния и направления с использованием РЛС величину радиальной СКП определяют по формуле (рис.1)

$$M = \sqrt{\left(\frac{D \cdot m_{\text{РЛС}}}{57,3^0}\right)^2 + m_D^2} \quad (9)$$

Технико-эксплуатационные требования к системам управления движением судов в Украине помещены в работе [3].

В работе [4] приведена история развития СУДС в США, а также описаны функциональные возможности системы. В работе [5] приведено состояние и развитие береговых систем в Российской Федерации. В работе [6] рассмотрены особенности построения алгоритмов обработки информации в СУДС. Однако во всех приведенных работах не рассматриваются вопросы оценки точности определения параметров сближения и расхождения береговыми системами для судов в море, а также использования АИС для целей расхождения.

В связи с появлением АИС на судах и в береговых СНО появились новые возможности по созданию систем поддержки принятия решения по расхождению как на судах так и в береговых СНО. Выбор алгоритмов решения указанных задач определяется погрешностями расчета параметров сближения.

Целью данного исследования является сравнительная оценка точности алгоритмов расчета параметров расхождения в информационных технических средствах поддержки принятия решений в процессе управления движением на судах и в береговых средствах навигационного оборудования.

При определении опасности столкновения между судами, необходимо назначить допустимые значения расстояния $D_{\text{зад}}$ и времени $t_{\text{зад}}$ кратчайшего сближения. Их величина зависит от условий видимости, района плавания а также от погрешности определения значений $D_{\text{кр}}$ и $t_{\text{кр}}$. Погрешности определения $D_{\text{кр}}$ и $t_{\text{кр}}$ могут привести к неправильной оценке ситуации сближения и, как следствие, к принятию ошибочных решений и возможному столкновению. Поэтому весьма важно знать величины $m_{D_{\text{кр}}}$ и $m_{t_{\text{кр}}}$, которые связаны с погрешностями радиолокационных измерений пеленгов и дистанций до судов.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ РАСХОЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ СУДОВ

Возможны следующие варианты оценки опасности столкновения: судно относительно другого судна с использованием РЛС; СУДС между судами в зоне ответственности с использованием БРЛС; судно относительно другого судна с использованием информации от АИС; береговая СУДС между судами в зоне ответственности с использованием АИС.

Вопрос оценки точности с использованием судовой РЛС рассмотрен в работе [1]. Для рассмотрения точности оценки СУДС с использованием БРЛС необходимо произвести сравнительную оценку технико-эксплуатационных характеристик РЛС и БРЛС, которая приведена в табл. 1.

На основании данных табл. 1. был произведен расчет точности определения параметров кратчайшего сближения с использованием Matlab, результаты которого приведены на рис.2 и 3.

$$x = m_{\text{плс}}^{\circ}; y = D; z = M.$$

1/ $m_D = 0,005 D$ (рис.2)	2/ $m_D = 0,02 D$ (рис.3)
$x = 0,2; 1:1;$ $y = 1:15;$ $[X,Y] = \text{meshgrid}(x,y);$ $Z = \text{sqrt}(((Y/57,3) * X).^2 + (0,005 * Y).^2);$ $\text{mesh}(X,Y,Z)$	$x = 0,2; 1:1;$ $y = 1:15;$ $[X,Y] = \text{meshgrid}(x,y);$ $Z = \text{sqrt}(((Y/57,3) * X).^2 + (0,02 * Y).^2);$ $\text{mesh}(X,Y,Z)$

Таблица 1

Сравнительная оценка характеристик БРЛС и РЛС

Параметр	Значение БРЛС	Значение РЛС
1. Реальная разрешающая способность системы по направлению, не хуже:	0,3°	1,0°-2,0°
2. Реальная разрешающая способность системы по дальности на шкалах до 2 миль, не хуже:	12 м	15 м
3. Погрешность измерений системы для неподвижной точечной цели на $D = 5$ миль при $P = 0,95$ не хуже:	- по дальности / по углу	5-7 м / 5'-10'
	- по маршрутной координате	15 м
	маршрутных координат: по дальности / по углу	7 м / 0,13°
	географических координат по широте и отшестввию	0,13''
	- курса судна	2°
- скорости судна	0,5 узла	≈ 1-1,5 узла
5. Количество автосопровождаемых целей, не менее	200	-
6. Несущая частота	3,34-3,42 ГГц	3,34-3,42 ГГц
7. Минимальная дальность обнаружения, не более	20 м	50-70 м
8. Минимальная чувствительность, не менее	минус 130 дБ	-120 дБ

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ
РАСХОЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ СУДОВ**

Продолжение табл.1

9. Импульсная мощность:		10 кВт	7-100 кВт
10. Длительность зондирующих импульсов:	- в режиме короткого импульса	0,045 мкс	0,1 мкс
	- в режиме длинного импульса	0,15 мкс	0,5-1,0 мкс
11. Тип антенны:		волноводно-щелевая	волноводно-щелевая
11.1. Поляризация антенны:		A2-круговая, A3-круговая, гориз. линейная	гориз. линейная, A3
11.2. Ширина диаграммы направленности антенны (раскрыв $L = 2,5$ м) в гориз. плоскости		0,23 град	$1,0^{\circ}-2,1^{\circ}$
11.3. Ширина диаграммы направленности антенны в верт. плоскости	A2 – обр. псевдокосекансквадратная	7 град	$20^{\circ}-25^{\circ}$
	A3 – обр. косекансквадратная	3 град	–
12. Усиление антенны:		A2:6000, (дБ) A3:18000 (дБ)	-600-1000 дБ
13. Напряжение питания однофазное переменное 50 Гц		220 ± 22 В	220 ± 22 В
14. Потребляемая мощность		400 Вт	до 1000 Вт

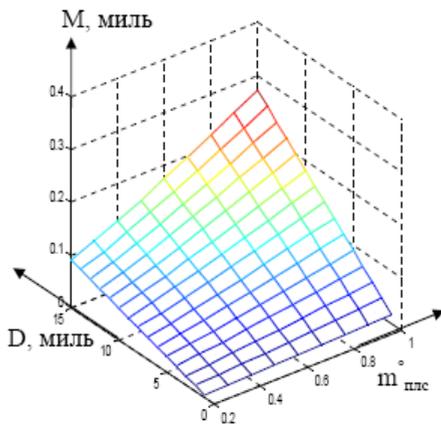


Рис.2. Поверхность точности при погрешности $m_D=0.005D$

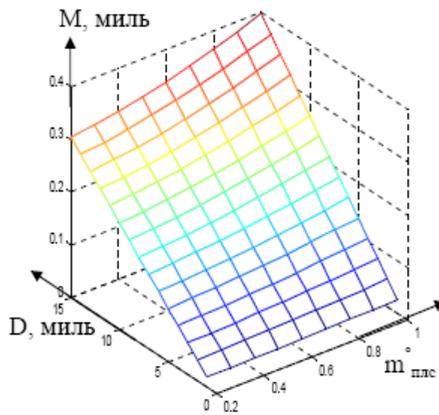


Рис.3. Поверхность точности при погрешности $m_D=0.02D$

Для определения погрешности расчета параметров сближения ($D_{кр}$, $t_{кр}$), будем считать, что два судна движутся как показано на рис.4. Пеленги и дистанции для судна Ц_A – П_A и D_A; для судна Ц_B – П_B и D_B. Погрешность измерений пеленгов П_A, П_B и дистанции D_A, D_B носят случайный характер. Расстояние между судами определяется

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ
РАСХОЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ СУДОВ**

$$D = [D_A^2 + D_B^2 - 2D_A D_B \cos \delta]^{1/2}, \tag{10}$$

где δ – разность пеленгов, ее значение определяется так:

$$\delta = \Pi_B - \Pi_A, m_\delta = \frac{\pi}{180} (m_{\Pi_B} - m_{\Pi_A}). \tag{11}$$

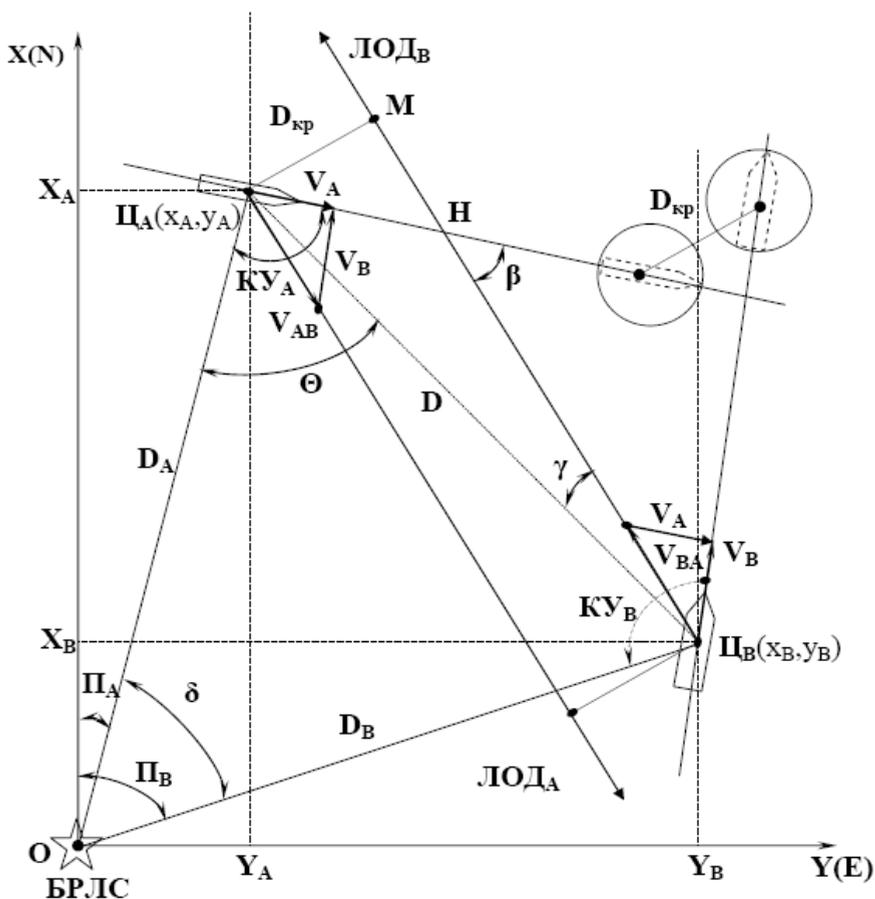


Рис. 4. Смещение судов в режиме истинного движения

После применения формулы (1) к уравнению (10) получаем абсолютную погрешность определения расстояния между судами

$$m_D = \frac{\partial D}{\partial D_A} \cdot m_{D_A} + \frac{\partial D}{\partial D_B} \cdot m_{D_B} + \frac{\partial D}{\partial \delta} \cdot m_\delta, \tag{12}$$

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ
РАСХОЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ СУДОВ**

$$m_D = \frac{(D_A - D_B \cdot \cos \delta) \cdot m_{D_A} + (D_B - D_A \cdot \cos \delta) \cdot m_{D_B} + D_A \cdot D_B \cdot \sin \delta \cdot m_\delta}{\sqrt{D_A^2 + D_B^2 - 2 \cdot D_A \cdot D_B \cdot \cos \delta}}. \quad (13)$$

Существенно влияние на ситуацию расхождения и закономерность относительного движения оказывает курсовой угол ЛОД – β .

Из рис. 4 получаем зависимость для определения угла β

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{V_B \cdot \sin(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B)}{V_A - V_B \cdot \cos(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B)}.$$

Отсюда находим

$$\beta = \operatorname{arctg} \left(\frac{V_B \cdot \sin(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B)}{V_A - V_B \cdot \cos(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B)} \right) \quad (14)$$

После несложных преобразований получаем

$$\sec^2 \beta = \frac{\left(\frac{V_B}{V_A}\right)^2 - 2 \cdot \left(\frac{V_B}{V_A}\right) \cdot \cos(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B) + 1}{\left(1 - \left(\frac{V_B}{V_A}\right) \cdot \cos(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B)\right)^2}. \quad (15)$$

Продифференцировав (15) в частных производных получим

$$\sec^2 \beta \cdot m_\beta = \frac{H \cdot [F \cdot \sin(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B)] - C \cdot [F \cdot \cos(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B) - 1]}{[1 - F \cdot \cos(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B)]^2}. \quad (16)$$

В формуле (16) приняты обозначения

$$H = \cos(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B) \cdot \Delta F - \frac{\text{Pi}}{180} \cdot F \cdot \sin(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B) \cdot (m_{\text{ИК}_A} - m_{\text{ИК}_B});$$

$$C = \frac{\text{Pi}}{180} \cdot F \cdot \cos(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B) \cdot (m_{\text{ИК}_A} - m_{\text{ИК}_B}) + \sin(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B) \cdot \Delta F;$$

$$F = \frac{V_B}{V_A} \rightarrow \Delta F = \left(\frac{V_A \cdot m_{V_B} - V_B \cdot m_{V_A}}{V_A^2} \right).$$

Поставляя значение $\sec^2 \beta$ и ΔF в формулу (16) вычислим

$$m_\beta = \frac{H \cdot [F \cdot \sin(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B)] - C \cdot [F \cdot \cos(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B) - 1]}{F^2 - 2F \cdot \cos(\text{ИК}_A - \text{ИК}_B) + 1}, \quad (17)$$

Для расчета погрешности в определении угла Θ из треугольника $OЦ_AЦ_B$ получим по теореме синусов

$$\frac{\sin \Theta}{D_B} = \frac{\sin \delta}{D} \leftrightarrow \sin \Theta = D_B \cdot \frac{\sin \delta}{D}; \quad \cos \Theta = \frac{D_A - D_B \cdot \cos \delta}{D}. \quad (18)$$

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ
РАСХОЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ СУДОВ**

Отсюда получаем

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{D_B \cdot \sin \delta}{D_A - D_B \cdot \cos \delta}. \quad (19)$$

Продифференцировав формулу (19) в частных производных, получаем зависимости для определения погрешности m_Θ

$$m_\Theta = \frac{(K + N) \cdot D^2}{(D_A - D_B \cdot \cos \alpha)^2} \quad (20)$$

В формуле (20) приняты обозначения

$$K = \sin \delta \cdot (D_A \cdot m_{D_B} - D_B \cdot m_{D_A}),$$

$$N = m_\delta \cdot D_B \cdot (D_A \cdot \cos \delta - D_B),$$

Для определения погрешности в вычислении расстояния кратчайшего сближения, из треугольника $MЦ_AЦ_B$ имеем

$$D_{кр} = D \cdot \sin(\gamma) = D \cdot \sin(\Pi_A - ИК_A - \Theta - \beta). \quad (21)$$

Продифференцировав формулу (20) в частных производных, получаем

$$m_{D_{кр}} = m_D \cdot \sin(\Pi_A - ИК_A - \Theta - \beta) + D \cdot \cos(\Pi_A - ИК_A - \Theta - \beta) \cdot P. \quad (22)$$

В формуле (22) приняты обозначения

$$P = \frac{\pi}{180} \cdot (m_{\Pi_A} - m_{ИК_A}) - m_\Theta - m_\beta,$$

где $\Theta = \operatorname{arctg} \left(\frac{D_B \cdot \sin(\delta)}{D_A - D_B \cdot \cos(\delta)} \right)$; $\beta = \operatorname{arctg} \left(\frac{V_B \cdot \sin(ИК_A - ИК_B)}{V_A - V_B \cdot \cos(ИК_A - ИК_B)} \right)$.

На основании приведенных выше зависимостей можно определить погрешности в определении расстояния кратчайшего сближения судов в море береговыми СУДС. Перед этим необходимо учесть следующие замечания. При рассмотрении вопросов движения судна его принимали материальной точкой, находящейся в центре тяжести на пересечении ДП и мидель шпангоута. Это справедливо до тех пор, пока расстояния между судами не соизмеримы с их геометрическими размерами. Кроме того, при рассмотрении точности определения места судна рассматривается положение именно этой точки. Возникает парадокс, когда точность определе-

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ
РАСХОЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ СУДОВ**

ния места достигает радиальной СКП 3-5 м у судна длиной 320 метров.

Для устранения указанного парадокса предлагается судно рассматривать в виде круга диаметром L_{\max} с центром на миделе. В этом случае возникает необходимость пересчета координат приемной спутниковой антенны на координаты центра тяжести, как показано на рис. 5.

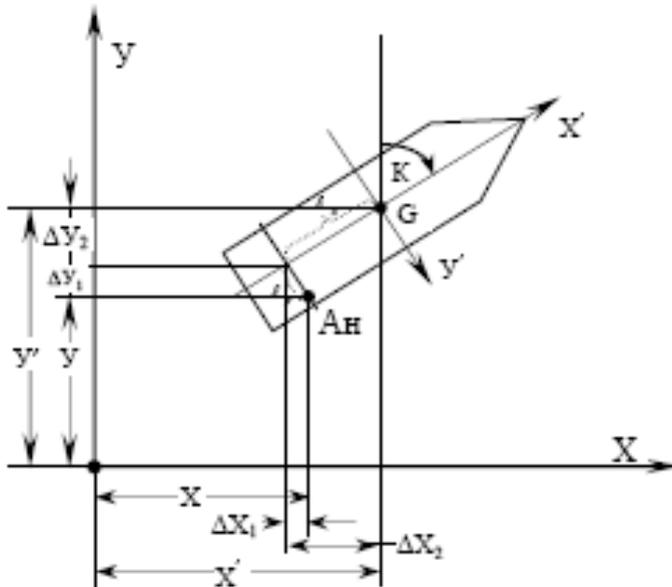


Рис. 5. Приведение обсервации к центру тяжести судна

Координаты центра тяжести X' и Y' рассчитываются по определенным спутниковой системой X и Y с использованием следующих зависимостей:

$$X' = X + \Delta X_1 + \Delta X_2 \text{ и } Y' = Y + \Delta Y_1 + \Delta Y_2, \quad (23)$$

где ΔX_1 - проекция расстояния точки приема антенны A_H от диаметральной плоскости ℓ_y на ось X ; ΔX_2 - проекция расстояния точки расположения антенны ℓ_x от центра тяжести по ДП на ось X ; ΔY_1 - проекция расстояния точки приема антенны A_H от диаметральной плоскости ℓ_y на ось Y ; ΔY_2 - проекция расстояния точки расположения антенны ℓ_x от центра тяжести по ДП на ось Y .

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ РАСХОЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ СУДОВ

В развернутом виде уравнения (23) можно записать так:

$$X' = X + \ell_y \cdot \cos(K \mp 90^0) \pm \ell_x \cdot \cos K \quad (24)$$

$$Y' = Y + \ell_y \cdot \sin(K \mp 90^0) \pm \ell_x \cdot \sin K. \quad (25)$$

Для определения значения погрешности вычисления времени кратчайшего сближения, рассмотрим рис.4. Время кратчайшего сближения можно определить из выражения

$$t_{кр} = \frac{MЦ_j}{V_{AB}} = \frac{D \cdot \cos(\gamma)}{V_{AB}} = - \frac{D \cdot \cos(\Pi_A - ИК_A - \Theta - \beta)}{V_{AB}}. \quad (26)$$

Продифференцировав формулу (26) получаем

$$m_{кр} = \frac{D \cdot V_{AB} \cdot \sin(\Pi_A - ИК_A - \Theta - \beta) \cdot P - (m_D \cdot V_{AB} - D \cdot m_{V_{AB}}) \cdot \cos(\Pi_A - ИК_A - \Theta - \beta)}{V_{AB}^2} \quad (27)$$

где V_{AB} – относительная скорость между судами; ее значение вычисляется из выражения

$$V_{AB}^2 = V_A^2 + V_B^2 - 2 \cdot V_A \cdot V_B \cdot \cos(ИК_B - ИК_A). \quad (28)$$

Для оценки погрешности при определении относительной скорости выполним дифференцирование в частных производных выражения (28) в результате чего получим

$$m_{V_{AB}} = \frac{U + \frac{\pi}{180} \cdot V_A \cdot V_B \cdot \sin(ИК_B - ИК_A) \cdot (m_{ИК_B} - m_{ИК_A})}{\sqrt{V_A^2 + V_B^2 - 2 \cdot V_A \cdot V_B \cdot \cos(ИК_B - ИК_A)}}, \quad (29)$$

В формуле (29) принято обозначение

$$U = V_A \cdot (m_{V_A} - m_{V_B} \cdot \cos(ИК_B - ИК_A)) + V_B \cdot (m_{V_B} - m_{V_A} \cdot \cos(ИК_B - ИК_A)).$$

С помощью приведенных выше формул можно найти точность расчета параметров кратчайшего сближения на БРЛС в функции расстояния, относительной скорости и разности пеленгов, как показано на рис.6. С использованием приведенных выше формул была разработана блок-схема алгоритма точности оценки параметров.

Из анализа выполненных расчетов установлено, что погрешность расчета параметров кратчайшего сближения на БРЛС не значительно зависит от отношения скоростей судов, разности пеленгов судов и отношения расстояний судов до станции. Основным фактором, определяющим

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ РАСХОЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ СУДОВ

точность расчета параметров сближения, являются ошибки в измерении пеленга и дистанции.

Сравнение точности определения параметров кратчайшего сближения с помощью судовой РЛС и БРЛС позволяет сделать вывод, что погрешность вычисления параметров кратчайшего сближения с помощью БРЛС в существенно выше, чем РЛС.

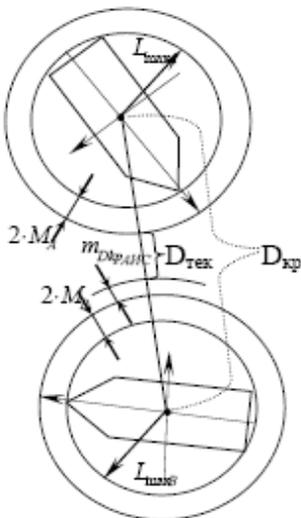


Рис. 6. Детализация ошибок от АИС

При использовании информации от АИС указанное различие в точности оценки параметров сближения не проявляется, поскольку суда и СУДС используют одну и ту же информацию. Различие будет проявляться в используемых алгоритмах для расчета параметров сближения и методике выбора маневра на судне и выдаче рекомендаций АИВТ СУДС.

При обосновании рекомендаций СУДС по расхождению необходимо представить судно как круг радиуса L_{\max} , радиальной СКП оценки места $2 \cdot M_{\text{АИС}}$ судна в АИС и наследственных погрешностей $m_{D_{\text{кр}}, \text{АИС}}$ расчета $D_{\text{кр}}$, как показано на рис.6.

Выполненный сравнительный анализ точности расчета параметров в судовых РЛС, БРЛС и с использованием АИС показал, что:

- точность расчета дистанции и времени расхождения в БРЛС выше, чем в судовых РЛС;
- точность расчета параметров при использовании информации от АИС будет примерно одинакова с БРЛС, а отличие будет проявляться в наследственных погрешностях за счет различных алгоритмов вычисления.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ РАСХОЖДЕНИЯ В СИСТЕМАХ УПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЕМ СУДОВ

Для обеспечения контроля в автоматизированном информационном вычислительном устройстве (АИВУ) СУДС процесса расхождения и выработки предложения по маневрированию для судов береговой СНО предлагается:

- суда море представлять в виде круга радиуса равном половине его максимальной длины с центром на пересечении меридиана и ДП;
- в состав структуры АИВУ ввести блоки расчета дистанции и времени кратчайшего сближения двумя способами – с использованием БРЛС и АИС судов, а также блока оценки их точности и согласования результатов по точности;
- при назначении допустимой дистанции кратчайшего сближения и выдаче рекомендаций для расхождения учитывать максимальную длину судов, инструментальные радиальные СКП определения места судов в АИС и наследственные погрешности расчета кратчайшего сближения в АИВУ;
- ввести в АИВУ систему поддержки принятия решения судами по расхождению и блок документирования передаваемых рекомендаций;
- для уменьшения ошибок в АИВУ и на судах ввести блок пересчета координат судна на центр тяжести.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мальцев А.С. *Маневрирование судов при расхождении*. – Одесса: Морской тренажерный центр, 2008. – 235 с.
2. Баранов Ю.К. и др. *Навигация*. – СПб.: Лань, 1997. – 512 с.
3. *Служби регулювання руху суден: Тимчасові техніко-експлуатаційні вимоги*. – К.: Міністерство транспорту України, 2004. – 18 с.
4. *History of Vessel Traffic Services //U.S. Coast Guard Navigation Centre, 2005 [Електронний ресурс]*. – Електрон. дан. (1 файл). – Реж. доступу: URL: <http://www.navcen.uscg.gov/mwv/vts/history.htm>, Updated: December 8, 2005.
5. Головки В.И. *Состояние и перспективы развития систем управления движением судов в Российской Федерации //Сб. семинара «Состояние и перспективы развития береговых систем управления движением судов» 21-24 сентября 2004 г.* – Николаев: ГП "Дельта-Лоцман", 2004. – С.5-11.
6. Кравченко А.И. *Создание и особенности функционирования системы информационного обеспечения современной региональной СРДС //Сб. докл. семинара «Состояние и перспективы развития береговых систем управления движением судов» 21-24 сентября 2004 г.* – Николаев: ГП "Дельта-Лоцман", 2004. – С.62-69.

Надійшла 25.08.09