

МИНИСТЕРСТВО ПРОСВЕЩЕНИЯ УКРАИНЫ
ОДЕССКИЙ ИНСТИТУТ ИНЖЕНЕРОВ МОРСКОГО ФЛОТА

На правах рукописи

БАСКАКОВ

Сергей Николаевич

**МЕТОД РАСЧЕТА КАЧКИ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ПОНТОНОВ
НА МОРСКОМ ВОЛНЕНИИ**

Специальность 05.03.01 - Теория корабля

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени

кандидата технических наук

Одесса - 1992



00691463 (Т)

Работа выполнена в Одесском институте инженеров морского флота (ОИИМФ).

Научный руководитель ВОРОБЬЕВ Ю.Л., доктор технических наук, профессор

Официальные оппоненты: - доктор технических наук,
профессор, СИЗОВ В.Г.
- кандидат технических наук
ЛАБИН А.И.

Ведущая организация - Южный научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт морского флота (ЮЖНИИМФ).

Защита состоится 24 декабря 1992 года в 15 часов в 308 аудитории (конференцзал) на заседании специализированного совета К 101.04.03 при ОИИМФ по адресу: 270029, Одесса, ул. Мечникова 34.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института.

Автореферат разослан 23 ноября 1992 г.

Ученый секретарь специализированного совета
кандидат технических наук, доцент КНЯЗЕВ Л.В.

I. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. В последнее десятилетие в составе мирового морского флота растет число плавучих объектов нетрадиционных форм – плавучих доков и кранов, плавучих буровых установок, транспортных понтонов и других сооружений для перевозки крупногабаритных и тяжеловесных грузов. Такие объекты совершают длительные морские и океанские переходы, во время которых они подвергаются интенсивному воздействию волнения. Поэтому практика проектирования и эксплуатации этих своеобразных плавучих сооружений выдвигает в ряд первоочередных проблему оценки и совершенствования их мореходных качеств для обеспечения эффективных эксплуатационных показателей и высокого уровня безопасности мореплавания. Корпуса перечисленных объектов имеют форму прямоугольного параллелепипеда со сторонами L , B , T , основание которого параллельно невозмущенной поверхности жидкости. Соотношения размерений и форма корпусов понтонов резко отличаются от соответствующих характеристик традиционных судов. Следствием этого является невозможность корректного использования в расчетах мореходности понтонов материалов, полученных для обычных транспортных судов. Практика мореплавания стимулирует развитие способов оценки и совершенствования мореходных качеств специализированных плавучих морских объектов и поэтому проблема создания не только эффективных, но и достаточно простых методов расчета характеристик качки таких объектов на реальном морском волнении является весьма актуальной.

Эти соображения подтверждают актуальность настоящей диссертационной работы, в которой на основе результатов специаль-

ных теоретических и экспериментальных исследований предложена инженерная методика определения характеристик качки понтонов на морском волнении.

При выполнении работы были поставлены следующие основные цели:

- разработка математической модели качки трехмерного понтона;
- идентификация этой модели и ее уточнение на базе результатов расчетно-экспериментальных исследований;
- получение расчетных формул для сил, действующих на палубный груз при качке понтона на морском волнении;
- создание простой инженерной методики для расчета упомянутых сил.

Последовательность выполнения работы. Для достижения поставленных целей потребовалось:

- выполнить обзор существующих методов определения гидродинамических и кинематических характеристик качки понтонов;
- поставить и решить плоскую гидродинамическую задачу о качке прямоугольного контура на глубокой воде и на этой основе обосновать упрощающие допущения для приближенного решения трехмерной задачи;
- поставить и решить трехмерную гидродинамическую задачу о качке прямоугольного понтона;
- на базе полученного решения определить гидродинамические характеристики качки;
- поставить и решить плоскую гидродинамическую задачу о колебаниях прямоугольного контура при бесконечной частоте и найти соответствующие инерционные характеристики (присоединенные массы и присоединенные моменты инерции масс);

- выполнить экспериментальное исследование гидродинамических и кинематических характеристик качки понтонов;

- выполнить массовые расчеты гидродинамических и кинематических характеристик качки понтонов и разработать приближенную инженерную методику определения сил, действующих на палубный груз при качке на морском волнении.

Научная новизна работы заключается в разработке метода расчета характеристик качки понтонов на волнении с учетом трехмерности их обтекания.

Теоретической основой работы являются методы решения классических задач математической физики, положения и выводы гидродинамической теории качки М.Д.Хаскинда и Дж.Ньюмана, результаты асимптотической теории качки Ю.Л.Воробьева.

Практическая ценность работы заключается в создании метода расчета качки понтонов на морском волнении. Результаты исследования включены составной частью в РД (руководящий документ) Министерства морского флота РД ЗГ.13.02.-89 "Правила морской перевозки крупногабаритных и тяжеловесных грузов", применяемый при проектировании и практическом выполнении перевозок крупногабаритных и тяжеловесных грузов морем на транспортных понтонах, палубах плавкранов, доков и т.п. Разработанные методики и полученные теоретико-экспериментальные данные используются в учебном процессе при выполнении УИРС и НИРС, курсовом и дипломном проектировании на кораблестроительном факультете Одесского института инженеров морского флота.

Апробация работы. Основные положения диссертации докладывались на Всесоюзных научно-технических конференциях "Крыловские чтения" в 1987, 1989, 1991 г. (в 1989 и 1991 г.

доклады были отмечены в решениях конференций); на Всесоюзной научно-технической конференции по экспериментальной гидродинамике в 1988 г.; в 1987, 1988, 1989, 1990, 1991 и 1992 г.г. на научно-технических конференциях профессорско-преподавательского состава и научных сотрудников ОИИМФ.

Публикации. Результаты исследований по теме диссертационной работы отражены в 7 публикациях, перечисленных в конце автореферата.

Структура и объем работы. Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы и двух приложений. Общий объем работы составляет 189 страниц машинописного текста, включая 64 рисунка, 7 таблиц, библиографический список из 102 источников и 2 приложения.

2. СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована практическая значимость поставленной задачи.

В первой главе рассмотрены пути решения задачи об определении гидродинамических характеристик качки (ГДХ) понтонов. Сформулированы принятые допущения, поставлена и решена плоская задача о колебаниях шпангоутного контура, плавающего на поверхности идеальной тяжелой жидкости бесконечной глубины. На основе анализа полученных результатов обоснован метод решения трехмерной гидродинамической задачи.

Определение ГДХ понтонов выполняется как теоретически, так и экспериментально. Теоретическое определение ГДХ основано на использовании результатов решения соответствующей краевой задачи для функции излучения. Методы решения этой задачи условно можно разделить на три группы. К первой группе

относятся численные методы прямого вычисления потенциала скоростей и его производных в конечном числе точек области определения. Методы второй группы связаны с введением гипотезы плоского обтекания. Третья группа объединяет методы, в которых для построения решения используется аппарат теории возмущений. Обзор методов определения ГДХ качки понтонов показывает, что существующие теоретические методы позволяют с достаточной точностью выполнять расчеты ГДХ понтонов с большими значениями L/B (метод плоских сечений). Численными методами решаются трехмерные задачи, но из-за серьезных трудностей вычислительного плана в настоящее время получены единичные решения. Эксперименты по определению ГДХ понтонов не носят систематического характера. В то же время практика проектирования, строительства и эксплуатации специальных судов, средств освоения шельфа и других плавучих сооружений требует достоверную информацию о ГДХ качки понтонов со средними и малыми значениями отношения L/B . Эта информация может быть получена на основе такого решения гидродинамической задачи о качке понтона, которое не связано с предположением об удлиненности его корпуса.

Специфика формы понтона, образованного совокупностью вертикальных и горизонтальных плоскостей, пересекающихся под прямыми углами, допускает принципиально новый подход к решению краевой задачи для потенциала возмущенных скоростей жидкости и открывает хорошие возможности для использования метода Фурье и его обобщений. Такой подход предполагает, что область, занятую жидкостью, можно условно разделить на две зоны, мысленно продолжая борта вглубь жидкости. Поскольку граница зон существует лишь мысленно, то условия на ней в каждой из

зон не формируются. В то же время из свойства сплошности течения жидкости следует непрерывность скоростей и давлений при переходе через границу зон - боковую поверхность вертикального цилиндра. Это обстоятельство позволяет организовать итерационный процесс решения гидродинамической задачи. Для проверки на физическом уровне строгости эффективности изложенного метода, он применен для получения решения одной задачи рассматриваемого класса, надежно изученной другими методами. С этой целью рассмотрена краевая задача о вертикальной качке на глубокой воде прямоугольного контура с единичной амплитудой скорости, изменяющейся по закону $\cos \omega t$. Потенциал возмущенных скоростей жидкости представлен в виде $\Phi(x, y, t) = \Phi_c(x, y) \cos \omega t + \Phi_s(x, y) \sin \omega t$. Здесь Φ_c и Φ_s амплитуды косинусной и синусной составляющих потенциала. Математическая формулировка задачи имеет стандартный вид.

Область, занятая жидкостью, условно разделена на две зоны: внутреннюю ($|y| < B/2, T \leq z < \infty$) и внешнюю ($|y| > B/2, 0 \leq z < \infty$). Точное решение задачи можно получить, полагая, что значения нормальной производной $\frac{\partial}{\partial y} \Phi_c$ на границах зон $\pm B/2$ известны не только при $0 \leq z < T$, но и при $T < z < \infty$. Потенциалы Φ^e и Φ^i (external, internal) определяются во внешней и внутренней зонах. Во внешней зоне при $|y| > B/2$ можно выписать разложение искомого потенциала $\Phi_{c, s}$: интеграл Фурье-Митчелля. Во внутренней зоне задача об определении потенциала $\Phi_{c, s}^i$ сводится к задаче Неймана для полубесконечной вертикальной полосы. Полученные решения "склеиваются" на границе зон, т.е. на вертикалях $y = \pm B/2, T \leq z < \infty$. Операция "склеивания" заключается в приравнивании значений потенциалов и их нормальных производных на упомянутых вертикалях. Равенство потенциалов при переходе через границу

зон означает непрерывность гидродинамического давления, а равенство нормальных производных - сохранение расхода жидкости. После выполнения операции "склеивания" получается система интегральных уравнений для нахождения неизвестных нормальных производных $\frac{\partial}{\partial y}\Phi_{c,s}$, считавшихся известными на границах зон. Эти уравнения имеют чрезвычайно сложную структуру и их прямое решение затруднено. Задача значительно упрощается, если процедуру "склеивания" выполнять пошагово, решая поочередно краевые задачи во внешней и внутренней зонах и выполняя перед каждым новым шагом операцию "склеивания". Если во внутренней зоне $|y| < B/2$, $T \leq z < \infty$ положить $\Phi_{c,s}^1(y,z) = \Phi_{c,s}^{(1)}(y,z) + \Phi_{c,s}^{(2)}(y,z)$, то тогда необходимо решить две краевые задачи для потенциалов $\Phi_{c,s}^{(1)}(y,z)$ и $\Phi_{c,s}^{(2)}(y,z)$:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \Phi_{c,s}^{(1),(2)}(y,z) = 0, \quad |y| < B/2, \quad T \leq z < \infty; \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \Phi_c^{(1)}(y,T) = 1; \quad \frac{\partial}{\partial z} \Phi_s^{(2)}(y,T) = 0, \quad |y| < B/2; \quad (2)$$

$$\Phi_c^{(1)}(\pm \frac{B}{2}, z) = 0, \quad \Phi_{c,s}^{(2)}(\pm \frac{B}{2}, z) = \Phi_{c,s}^e(\pm \frac{B}{2}, z) = 0, \quad T \leq z < \infty; \quad (3)$$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \text{grad} \Phi_{c,s}^{(1),(2)}(y,z) = 0, \quad |y| < B/2. \quad (4)$$

Функции $\Phi_{c,s}^e(\pm \frac{B}{2}, z)$ в граничном условии (3) - это значения амплитуд синусной и косинусной составляющих потенциала возмущенных скоростей жидкости на границе зон $y = \pm B/2$, $T \leq z < \infty$, взятые из решения во внешней зоне следующей дифференциальной системы:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \Phi_{c,s}^e(y,z) = 0, \quad |y| > B/2, \quad 0 \leq z < \infty; \quad (5)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\sigma^2}{g} \right] \Phi_{c,s}^e(y,0) = 0, \quad |y| > B/2; \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \Phi_c^e(\pm \frac{B}{2}, z) = 0, \quad 0 \leq z < T;$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \Phi_{c,s}^e(\pm \frac{B}{2}, z) = f_{c,s}(z), \quad T < z < \infty; \quad (7)$$

$$f_c(z) = \frac{\partial}{\partial y} \Phi_c^{(1)}(\pm \frac{B}{2}, z); \quad f_s(z) = 0;$$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \text{grad } \Phi_{c,s}^e(y,z) = 0. \quad (8)$$

Система (5)-(8) дополняется "принципом излучения".

Приведем решения сформулированных краевых задач.

Используя разложение единицы в ряд по синусам на отрезке $[0, \pi]$, получаем решение краевой задачи (5)-(8) для потенциала $\Phi_c^{(1)}(y, T)$ и значение функции $f_c(z)$, фигурирующей в условии (7):

$$\Phi_c^{(1)}(y, T) = - \frac{4B}{\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{k-1} \frac{\cos[(2k-1)\frac{\pi}{B}y]}{2k-1}. \quad (9)$$

$$f_c(z) = \frac{4}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{2k-1} \exp[-(2k-1)\frac{\pi}{B}(z-T)] = \frac{2}{\pi} \ln(\text{cth}[\frac{\pi}{B}(z-T)]). \quad (10)$$

Учитывая, что $f_s = 0$, применяя технику представления решения краевой задачи (5)-(8) в виде интеграла Фурье-Митчеля, находим значения амплитуд косинусной Φ_c^e и синусной Φ_s^e составляющих потенциала скоростей во внешней зоне. Эти значения на границе зоны таковы:

$$\begin{aligned} \Phi_c^{(2)}(\pm \frac{B}{2}, z) &= \frac{4}{\pi^2} \int_T^{\infty} \ln \text{cth} \frac{\pi}{2B}(\zeta - T) (\exp[-\alpha(z-\zeta)] E_1[-\alpha(z-\zeta)] - \\ &- \frac{1}{2} \ln \left| \frac{z-\zeta}{z-\zeta} \right|) d\zeta, \quad T < z < \infty; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\Phi_s^{(2)}(\pm \frac{B}{2}, z) = \frac{8T}{\pi} \exp[-\alpha(z-\zeta)] \sum_{k=1}^{\infty} ((2k-1) [(2k-1)\frac{\pi T}{B} + \alpha T])^{-1}. \quad (12)$$

Здесь $E_1(u)$ - интегральная показательная функция. На

большом удалении от шпангоутного контура, т.е. при $y \pm \infty$ потенциал $\Phi_{c,s}^{(2)}(\pm\infty, z)$ допускает асимптотику:

$$\left. \begin{array}{l} \Phi_c^{(2)}(\pm\infty, z) \\ \Phi_s^{(2)}(\pm\infty, z) \end{array} \right\} \sim \pm \exp(-az) [1 - \exp(-aT)] \left\{ \begin{array}{l} \sin \alpha (y - \frac{B}{2}) \\ \cos \alpha (y - \frac{B}{2}) \end{array} \right. \quad (I3)$$

Решение краевых задач (I)-(4) для потенциалов $\Phi_{c,s}^{(2)}$ во внутренней зоне удается найти, используя разложения искомых функций в интеграл Фурье и операцию свертки:

$$\Phi_{c,s}^{(2)}(y, \zeta) = \frac{2}{B} \int_T^{\infty} A_{c,s}(\zeta) \cos \frac{\pi y}{B} \left[\frac{\operatorname{ch} \frac{\pi}{B} (iz - T - \zeta i)}{2\pi} + \frac{2\pi}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{B} (iz - T - \zeta i) + \cos \frac{2\pi}{B} y} + \frac{\operatorname{ch} \frac{\pi}{B} (iz - T + \zeta i)}{2\pi} + \frac{2\pi}{\operatorname{ch} \frac{\pi}{B} (iz - T + \zeta i) + \cos \frac{2\pi}{B} y} \right] d\zeta \quad (I4)$$

Итак, приближенное решение краевой задачи получено. Во внутренней зоне косинусная составляющая потенциала возмущенных скоростей жидкости представляет собой сумму $\Phi_c^{(1)} + \Phi_c^{(2)}$, его синусная составляющая есть $\Phi_s^{(2)}$. Во внешней зоне решение представлено функциями $\Phi_{c,s}^e$.

Оценим теперь качество полученного приближенного решения, включающего два шага итерации во внутренней зоне и один во внешней.

Используя значения потенциала возмущенных скоростей жидкости, полученные во внутренней зоне, выпишем в замкнутом виде формулы для определения присоединенных масс λ_{33} и коэффициентов демпфирования μ_{33} :

$$\lambda_{33}(\nu) = \frac{\lambda_{33}}{\rho b T} = \bar{\lambda}_{33}^{(1)} + \bar{\lambda}_{33}^{(2)} = \frac{8b}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} (2k-1)^{-3} - \frac{16}{\pi^3} b \int_0^{\infty} \operatorname{fn} \operatorname{cn} \operatorname{th} \frac{\pi}{2b} (\zeta-1) \int_0^{\infty} \left(\exp\left[-\frac{\nu^2}{b}(\tau+\zeta-1)\right] E_1\left[-\frac{\nu^2}{b}(\tau+\zeta-1)\right] - \frac{1}{2} \ln \left| \frac{\tau+\zeta+1}{\tau-\zeta+1} \right| \right) \operatorname{sn} \operatorname{th} \frac{\pi}{2b} \tau d\tau d\zeta; \quad (I5)$$

$$\bar{\mu}_{33}(\nu) = \frac{\mu_{33}}{\rho T \sqrt{gB}} = \frac{32\nu}{\pi^3} \Psi(\nu) \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{\nu^2}{b}(\tau+2)\right] \operatorname{Ei} \operatorname{th} \frac{\pi}{2b} \tau d\tau. \quad (I6)$$

В формулах (I.57) и (I.58) обозначено:

$$b=B/T, \quad \nu=\sigma\sqrt{B/g}, \quad \Psi(\nu)=\sum_{k=1}^{\infty} [(2k-1)(2k-1+\nu^2/\pi)]^{-1}.$$

Сопоставление результатов расчета присоединенных масс и коэффициентов демпфирования по формулам (I5) и (I6) с экспериментальными данными Вюгтса показало хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений ГДХ. Формулы (I5) и (I6) получены путем интегрирования гидродинамических давлений на шпангоутном контуре. На основе фундаментальной идеи М.Д.Хаскинда об определении ГДХ по асимптотическим ($y \rightarrow \infty$) значениям функций излучения коэффициенты демпфирования найдены в виде:

$$\bar{\mu}_{33}(\nu) = 64 \nu b \Phi^2(\nu) \exp(-2\nu^2/b) / \pi^4. \quad (I7)$$

Несмотря на принципиальное различие выражений (I6) и (I7), результаты расчетов по этим формулам полностью совпадают. Зная асимптотические (на большом удалении от объекта) выражения функции излучения, присоединенные массы можно определить косвенным путем при помощи соотношений известных под названием "формулы Крамерса - Кронига":

$$\lambda_{1j}(\nu) = \lambda_{1j}(\infty) + \int_0^{\infty} \frac{\mu_{1j}(x)}{\nu^2 + x^2} dx. \quad (I8)$$

В формуле (I8) индексы 1 и j соответствуют виду колебаний, $\lambda_{1j}(\nu)$ - обобщенная присоединенная масса, $\mu_{1j}(x)$ - коэффициент демпфирования, а $\lambda_{1j}(\infty)$ - присоединенная масса контура при бесконечной частоте колебаний. Эта величина может быть найдена на основе метода плоских сечений. В третьей главе

диссертации приведено оригинальное решение задачи о колебаниях прямоугольного шпангоутного контура при бесконечной частоте колебаний. Присоединенные массы, рассчитанные по формулам (15) и (18) практически совпадают.

Полученные результаты позволяют сделать вывод об эффективности предложенного метода определения потенциала возмущенных скоростей жидкости, вызванных колебаниями прямоугольного шпангоута, и сформулировать два положения, имеющих принципиальное значение при решении пространственной задачи:

1. На основе численного эксперимента доказана эффективность метода пошагового "склеивания" решений краевых задач на границе при реализации не более двух шагов процедуры.

2. Асимптотические выражения потенциала скоростей жидкости, полученные уже на первом шаге решения, обеспечивают достаточную точность определения интегральных гидродинамических характеристик - присоединенных масс и коэффициентов демпфирования.

Во второй главе описаны постановка и приближенное решение трехмерной гидродинамической задачи излучения для прямоугольного понтона.

Это решение удобно проиллюстрировать на примере определения асимптотических выражений для функций излучения при вертикальной качке понтона на тихой глубокой воде. Формулировка этой задачи аналогична, описанной в первой главе, с той разницей, что вводится третья координата и задаются условия на транцах понтона. Функции $\Phi_{c,s}$ удовлетворяют следующим дифференциальным системам:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \Phi_{c,s}(x,y,z) = 0, \quad \begin{array}{l} |x| > L/2, \quad |y| > B/2, \quad 0 \leq z < T; \\ |x| < L/2, \quad |y| < B/2, \quad T \leq z < \infty; \end{array} \quad (19)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} \cdot \frac{\sigma^2}{g}\right) \Phi_{c, s}(x, y, 0) = 0, \quad |x| > L/2, \quad |y| > B/2; \quad (20)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \Phi_c = 1, \quad \frac{\partial}{\partial z} \Phi_s = 0, \quad |x| < L/2, \quad |y| < B/2, \quad z = T;$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \Phi_c = \frac{\partial}{\partial x} \Phi_s = 0, \quad x = \pm L/2, \quad |y| < B/2, \quad 0 \leq z < T; \quad (21)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \Phi_c = \frac{\partial}{\partial y} \Phi_s = 0, \quad |x| < L/2, \quad y = \pm B/2, \quad 0 \leq z < T;$$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \text{grad } \Phi_{c, s}(x, y, z) = 0. \quad (22)$$

Линейная комбинация $\Phi_c(x, y, z) \cos \omega t + \Phi_s(x, y, z) \sin \omega t$ должна удовлетворять "принципу излучения". Для других видов колебаний дифференциальные уравнения аналогичны и отличаются лишь граничными условиями (21) на корпусе понтона. Мысленно продолжая борта понтона вниз до бесконечности, разделим область, занятую жидкостью, на внешнюю ($|x| > L/2, |y| > B/2, 0 < z < \infty$) и внутреннюю ($|x| < L/2, |y| < B/2, T < z < \infty$) зоны. Пусть $\Phi_{c, s}^e$ и $\Phi_{c, s}^i$ потенциальные функции во внешней и внутренней зонах. На границах внешней и внутренней зон, т.е. на боковой поверхности Σ полубесконечного цилиндра $T < z < \infty$, в основании которого лежит днище понтона $x < L/2, y < B/2$, эти функции должны удовлетворять "условиям склеивания":

$$\Phi_{c, s}^e(\xi, \eta, z) = \Phi_{c, s}^i(\xi, \eta, z); \quad (23)$$

$$\frac{\partial}{\partial \nu^+} \Phi_{c, s}^e(\xi, \eta, z) = - \frac{\partial}{\partial \nu^-} \Phi_{c, s}^i(\xi, \eta, z). \quad (24)$$

где: ξ, η — координаты точек, лежащих на прямоугольном контуре

$$x \in (x = \pm L/2, |y| < B/2), (|x| < L/2, y = \pm B/2);$$

$\partial/\partial \nu^{\pm}$ — оператор дифференцирования по $\frac{\text{внешней}}{\text{внутренней}}$ нормали к контуру x .

В первом приближении принимаем, что $\Phi_{c, s}^e(\xi, \eta, z) \equiv 0$. С учетом первого из условий (21), используя технику разложения

искомого решения в двойной ряд Фурье, получаем:

$$\Phi_C^i(\xi, \eta, z) = -\frac{16}{\pi^3} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\sin \frac{\pi(2k-1)\xi}{L} \sin \frac{\pi(2l-1)\eta}{B}}{(2k-1)(2l-1)\lambda_{2k-1, 2l-1}} \times$$

$$\times \exp(-\pi z \lambda_{2k-1, 2l-1}), \quad \lambda_{mn} = \sqrt{m^2/L^2 + n^2/B^2}. \quad (25)$$

Функция Φ_B^i во всех приближениях не отыскивается, поскольку она определяется из принципа излучения, который относится к внешней зоне. Найдя из (25) нормальную производную $\partial\Phi_C^i/\partial\nu^-$ на внешней границе внутренней зоны, воспользуемся соотношением (24) и получим значения нормальной производной искомого потенциала на внутренней границе внешней зоны - боковой поверхности Σ . Решение задачи во внешней зоне можно выписать в виде разложения в интеграл Фурье-Митчеля. Далее, определив из полученного решения значения искомого потенциала на Σ со стороны внешней зоны, следует воспользоваться первым из условий "склеивания" (23) и найти потенциал Φ_C^i на Σ . Возникает задача об отыскании потенциала Φ_C^i во внутренней зоне по известным его значениям на границе Σ с учетом равенства нулю его нормальной производной на днище понтона. Так начинается следующий шаг итерационного процесса: найдя функцию Φ_C^i , следует определить $\partial\Phi_C^i/\partial\nu^-$, по формуле (24) получить значение нормальной производной потенциала Φ_C^e на внутренней границе внешней зоны и, вновь используя технику разложения в интеграл Фурье-Митчеля, получить следующее приближение для амплитуды косинусной составляющей потенциала во внешней зоне. Амплитуда синусной составляющей потенциала определяется так, чтобы волны, вызываемые колебаниями понтона, расходились от него в разные стороны. Итерационный процесс можно было бы продолжить, но в этом

нет необходимости, т.к. выше было показано, что для определения асимптотических (на большом удалении от объекта) характеристик функций излучения достаточно первого шага. В этом приближении получаем, что на бесконечном удалении от понтон:

$$\Phi_{\Sigma}^e(x, y, z) = U_{\Sigma}(x, y) \exp(-\alpha z). \quad (26)$$

$$U_c(x, y) = -\frac{I}{4} \oint_{\Sigma} \left[\frac{\partial}{\partial \nu} U_c(\xi, \eta) N_0(\alpha R) + \frac{\partial}{\partial \nu} U_{\Sigma}(\xi, \eta) J_0(\alpha R) - \right. \\ \left. - U_c(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} N_0(\alpha R) - U_{\Sigma}(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} J_0(\alpha R) \right] d\ell; \quad (27)$$

$$U_{\Sigma}(x, y) = \frac{I}{4} \oint_{\Sigma} \left[\frac{\partial}{\partial \nu} U_c(\xi, \eta) J_0(\alpha R) - \frac{\partial}{\partial \nu} U_{\Sigma}(\xi, \eta) N_0(\alpha R) - \right. \\ \left. - U_c(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} J_0(\alpha R) + U_{\Sigma}(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} N_0(\alpha R) \right] d\ell. \quad (28)$$

И, кроме того,

$$U_{c, \Sigma}(x, y) = 2\alpha \int_0^{\infty} \Phi_{c, \Sigma}(x, y, z) dz \exp(-\alpha z). \quad (29)$$

В формулах (27) - (28) интегрирование ведется по контуру прямоугольника Σ , причем: J_0 , N_0 - функции Бесселя и Неймана первого рода нулевого порядка; $R = [(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2]^{1/2}$. Из (29) следует:

$$\frac{\partial}{\partial \nu} U_{c, \Sigma}(\xi, \eta) = 2\pi \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial \nu} \Phi_{c, \Sigma}^e(\xi, \eta, z) \exp(-\alpha z) dz, \quad (30)$$

и, поскольку нормальные производные $\Phi_{c, \Sigma}$ на Σ известны, известными являются также нормальные производные $\frac{\partial}{\partial \nu} U_{c, \Sigma}(\xi, \eta)$. Переходя с учетом этого обстоятельства в равенствах (27) и (28) на контур Σ , получаем систему двух интегральных уравнений относительно $U_{c, \Sigma}(\xi, \eta)$. Для их решения предложен эффективный итерационный процесс, легко реализуемый на ПЭВМ. Вычислив значения функций $U_{c, \Sigma}(\xi, \eta)$ по формулам (27) и (28) выписываем

искомые функции $U_{c,v}(\xi, \eta)$ и затем асимптотические выражения функций излучения по формуле (26).

В третьей главе описана процедура определения возмущающих сил, коэффициентов демпфирования и присоединенных масс при качке понтона на регулярном волнении.

Возмущающие силы и коэффициенты демпфирования вычисляются на основе заключения М.Д. Хаскинда о том, что для определения ВС достаточно знать асимптотические (на большом удалении от судна) значения потенциала скоростей, возмущенных его гармоническими колебаниями на тихой воде.

Формула Хаскинда-Ньюмана для комплексной амплитуды возмущающей силы X_j , соответствующей J -ой форме колебаний судна, имеет вид:

$$X_j = i\sigma \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} (\Phi_B \frac{\partial}{\partial r} \Phi_j - \Phi_j \frac{\partial}{\partial r} \Phi_B) r dr d\theta, \quad (31)$$

где Φ_B - потенциал набегающего волнения;

Φ_j - асимптотическое выражение функции излучения J -го вида колебаний при $r = (x^2 + y^2)^{-1/2} \rightarrow \infty$.

Таким образом возмущающие силы определяются на основе решения задачи излучения, которое получено во второй главе. Расчетные формулы следуют из (31), где интегрирование по углу θ выполняется с помощью метода стационарной фазы. Для определения волнового демпфирования качки используется разработанная М.Д. Хаскингом процедура анализа потока энергии, уносимой поверхностными волнами от качающегося понтона. Формулы для вычисления волнового демпфирования содержат асимптотические выражения функций излучения, найденные во второй главе. Расчетные формулы для возмущающих сил и коэффициентов волнового демпфирования здесь не приведены вследствие их

громоздкости. Тем не менее их структуры достаточно просты и удобны для численной реализации на ЭВМ.

Определение части демпфирующих сил, обусловленных вязкостью жидкости производится специально разработанным приближенным методом, основанном на отождествлении вихревой системы качающегося понтона с вихревой системой движущейся пластины.

Так для случая бортовой качки коэффициент квадратичного демпфирования, обусловленного вязкостью жидкости имеет вид:

$$\mathfrak{B}_\theta = \rho L B^4 \left[\frac{C_x (L/B)}{32} + \frac{C_x (L/2T)}{8} \left(\frac{T}{B} \right)^4 \right], \quad (32)$$

где: $C_x (a/b)$ - коэффициент сопротивления пластины со сторонами a и b при поперечном обтекании.

Инерционные силы вычисляются на основе соотношения Крамера-Кронига (18). Присоединенная масса при бесконечной частоте колебаний $\lambda_{1j}(\omega)$ достаточно точно может быть вычислена на основе метода плоских сечений. С этой целью поставлена и решена методом конформных отображений задача о потенциале скоростей при колебаниях прямоугольного шпангоутного контура с бесконечной частотой.

На рис. 1, 2 и 3 представлены результаты расчетов присоединенных масс, возмущающих сил и коэффициентов волнового демпфирования при вертикальной качке серии понтонов с $B/T=4$ и $L/B=1; 2; 3,5; 4,5$ и $5,5$. Дополнительно на графики нанесены результаты расчета ГДХ шпангоутного контура по алгоритму, описанному в первой главе, ГДХ, определенные по графикам Салькаева, данные экспериментов Бюгтса с моделями, имевшими $L/B=10,5$ и результатами испытаний ОИИМФ с моделями с $L/B=3,5$ и $5,5$. Совпадение полученных разными путями ГДХ при больших значениях L/B очевидно.

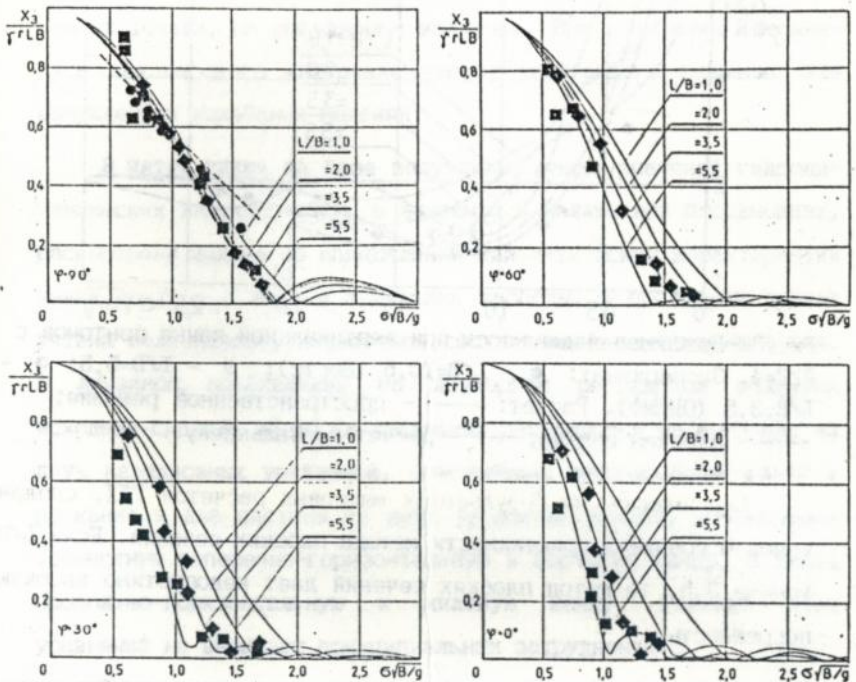


Рис.1. Возмущающие силы при вертикальной качке понтонов с $B/T=4$
 Эксперимент: ● - $L/B=10,5$ (Вюгтс); ■ - $L/B=5,5$; ◆ - $L/B=3,5$ (ОИИМФ); ---- - расчет по Салькаеву.

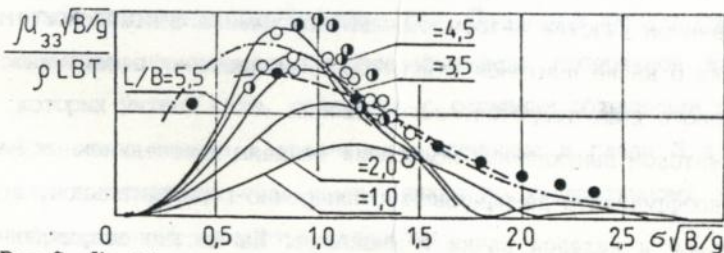


Рис.2. Коэффициенты демпфирования вертикальной качки понтонов с $B/T=4$. Эксперимент: ● - $L/B=10,5$ (Вюгтс); ■ - $L/B=5,5$; ○ - $L/B=3,5$ (ОИИМФ). Расчет: ——— пространственное решение; ---- плоская задача; - - - - - расчет по Салькаеву.

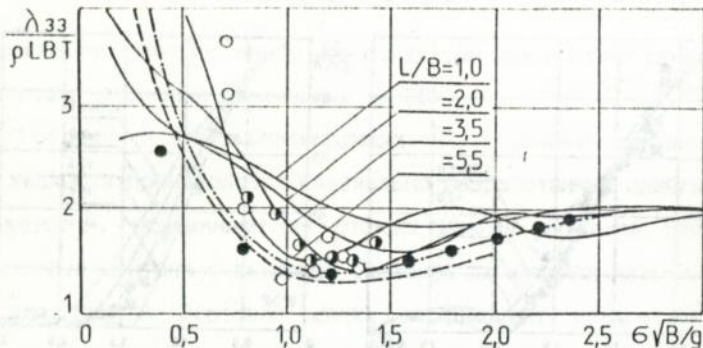


Рис.3. Присоединенные массы при вертикальной качке понтонов с $B/T=4$. Эксперимент: ● - $L/B=10,5$ (Вюгтс); ○ - $L/B=5,5$; ◐ - $L/B=3,5$ (ОИИМФ). Расчет: — - пространственное решение; - - - плоская задача; - · - - расчет по Салькаеву.

Основываясь на результатах массовых расчетов ГДХ, сделан вывод о границах применимости метода плоских сечений. Если L/B меньше 3,5, то метод плоских сечений дает недопустимо высокую погрешность.

Четвертая глава посвящена описанию эксперимента по определению гидродинамических и кинематических характеристик качки моделей понтонов, выполненного в опытовом бассейне Одесского института инженеров морского флота по инициативе и при непосредственном участии автора с целью накопления фактического материала о качке понтонов и всесторонней проверки эффективности описанного выше теоретического решения.

Методом вынужденных колебаний найдены присоединенные массы и коэффициенты демпфирования поперечно-горизонтальной, вертикальной и килевой качки и рыскания. На жестко закрепленной модели измерены возмущающие силы и моменты при различных углах набегания двумерного синусоидального волнения. Специальный эксперимент посвящен определению амплитуд бортовой и килевой качки и проекций полного ускорения, действующего в фиксиро-

ванных точках, на регулярном волнении. Все испытания выполнялись для широкого интервала частот набегающего волнения или вынужденных колебаний моделей.

В пятой главе на базе полученных ранее значений гидродинамических характеристик, в линейной и нелинейной постановках, рассмотрена задача об определении кинематических характеристик качки понтона с шестью степенями свободы. В последнем случае учтена нелинейность вязкостной составляющей демпфирующих сил. В линейном приближении на двумерном регулярном волнении исходная система из шести уравнений распадается на комплекс из двух независимых уравнений, описывающих вертикальную качку и рыскание и две системы из двух уравнений каждая, описывающих совместную поперечно-горизонтальную и бортовую качку, а также продольно-горизонтальную и килевую качку. Решение этих уравнений не вызывает принципиальных затруднений.

Сопоставление результатов расчетов, выполненных в рамках линейной теории, и данных эксперимента свидетельствует о завышении расчетных значений амплитуд бортовой и килевой качки по сравнению с экспериментальными, что связано с учетом вязкостной компоненты демпфирующих сил. Процедуру такого учета рассмотрим на примере системы уравнений поперечной качки, в которых учтены силы, связанные с отрывным обтеканием понтона. Для этого введем в уравнение полученные в главе 3 выражения для демпфирующих сил, изменяющихся по квадратичному закону и обусловленных вязкостью жидкости:

$$\begin{cases} (\frac{\eta}{g} + \lambda_{22}) \ddot{\eta}_g + \lambda_{24} \ddot{\theta} + \mu_{22} \dot{\eta}_g + \mathfrak{B}_2 \dot{\eta}_g^2 + \mu_{24} \dot{\theta} = \chi_2^c \cos \omega t + \chi_2^s \sin \omega t; \\ (\Gamma_{xx} + \lambda_{44}) \ddot{\theta} + \lambda_{24} \ddot{\eta}_g + \mu_{44} \dot{\theta} + \mathfrak{B}_4 \dot{\theta}^2 + \mu_{24} \dot{\eta}_g + D \eta_0 \theta = \chi_4^c \cos \omega t + \chi_4^s \sin \omega t. \end{cases} \quad (33)$$

В соответствии с рекомендациями А.М. Басина квадратичный закон сопротивления качке заменяем линейным из условия, что работа сил сопротивления за период колебаний судна при этих двух законах одинакова. Для этого в нелинейное дифференциальное уравнение бортовой качки вводим демпфирующий момент в виде $(\mu_{44} + 0,85\mu_{40}\theta_m)\dot{\theta}(t)$, а в уравнение поперечно-горизонтальной качки демпфирующую силу $(\mu_{22} + 0,85\mu_{20}\eta_{gm})\dot{\eta}_g$. Первые слагаемые это линейные коэффициенты волнового демпфирования, обусловленные весомостью жидкости, вторые - это линеаризованные коэффициенты, учитывающий наличие отрывной составляющей сопротивления качке. Они зависят от амплитуд поперечно-горизонтальной η_{gm} и бортовой качки θ_m . Структура линеаризованного коэффициента сопротивления бортовой качки полностью соответствует формуле Бертена для судов с традиционной формой корпуса. Обоснованность описанного подхода подтверждена экспериментально.

На рис.4 сопоставлены значения коэффициентов демпфирования бортовой качки полученные экспериментально Дж. Вюгстом для понтона с $L/B=10,45$ и $B/T=2,0$ с результатами расчета по описанному методу.

Пунктирной кривой показанна величина волнового демпфирования,

сплошными значения суммы волнового и линеаризованного вязкостного демпфирования, рассчитанного для тех же значений

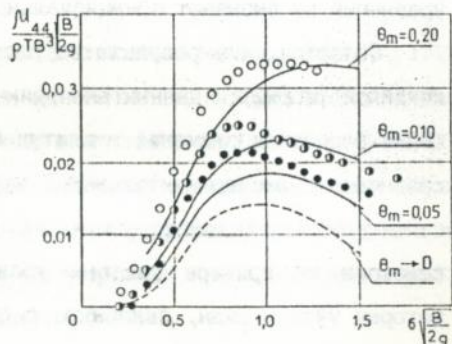


Рис.4. Коэффициент демпфирования бортовой качки понтона с учетом вязкости

амплитуд θ_m , что и в эксперименте.

Решение системы уравнений поперечной качки находится методом последовательных приближений. На рис.5 представлены амплитудно - частотные характеристики бортовой качки понтона с $L/B=1,77$ и $B/T=19,6$, полученные в результате расчета и эксперимента. Совпадение результатов очевидно.

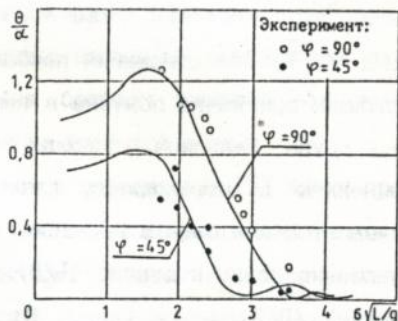


Рис.5. Амплитудно - частотная характеристика бортовой качки понтона

Расчеты качки понтонов на двумерном нерегулярном волнении выполнены по стандартной методике.

Для разработки инженерной методики по алгоритму, описанному в главах 2, 3 и 4 были произведены массовые расчеты качки понтонов на ЭВМ. Анализ результатов этих расчетов позволил предложить приближенные аппроксимационные формулы для вычисления наибольших значений составляющих инерционных нагрузок, возникающих при перевозке крупногабаритных и тяжеловесных грузов на специальных понтонах прямоугольной формы :

$$X = \frac{h_{3x}}{5} (0,27 - 0,001L - 0,01 \frac{B}{T}); \quad (34)$$

$$Y = \frac{h_{3x}}{5} (0,65 - 0,0034L) (0,086 + 0,035 \frac{B}{T}) [1,0 + (0,015L - 0,45) (\frac{h}{B} - 0,02) (8 - \frac{B}{T})]; \quad (35)$$

$$\bar{Z} = \frac{\bar{h}_{3\%}}{5} (1,235 - 0,0005L + 0,005 \frac{B}{T}). \quad (36)$$

Здесь \bar{X} , \bar{Y} , \bar{Z} - отношения наибольших инерционных усилий, действующих при качке понтона в направлении координатных осей, к весу груза. Величина \bar{Z} включает вес груза. Приведенные формулы применимы в необходимом для практики перевозок диапазоне элементов понтонов и волнения: длина (L): от 30 до 80 метров; отношение длины к ширине (L/B): от 3 до 6; отношение ширины к осадке (B/T): от 4 до 8; отношение поперечной метацентрической высоты к ширине судна (h/B): от 0,02 до 0,12; высота волны 3% обеспеченности ($h_{3\%}$): от 2 до 5 метров; курсовой угол волнения (φ): от 0 до 180 градусов; скорость хода (V) от 0 до 5 узлов.

Приведенные формулы вошли под номером 7.2 в РДЗІ.ІЗ.02-89 "Правила морской перевозки крупногабаритных и тяжеловесных грузов", утвержденный Минморфлотом СССР. По этому РД производятся соответствующие расчеты и намечаются организационные и технико-эксплуатационные мероприятия на предприятиях, осуществляющих перевозку крупногабаритных и тяжеловесных грузов.

3. Основные результаты

1. Предложен приближенный метод решения задач гидродинамической теории качки для объектов с вертикальными бортами, основанный на разделении области, занятой жидкостью, на две зоны, отыскании решений поочередно в каждой из зон и "склеивании" их на границе.

2. Решена плоская гидродинамическая задача о гармонических колебаниях шпангоута на глубокой воде. В отличие от всех известных решений выражения для потенциала скоростей и

ГДХ качки удается выписать в замкнутом виде.

3. Для тел специализированной формы (прямоугольный параллелепипед) разработан метод последовательных приближений для определения асимптотических (на большом удалении от тела) характеристик функций излучения на глубокой воде.

4. Предложен эффективный метод определения ГДХ качки прямоугольных понтонов. С помощью этого метода выполнены массовые расчеты гидродинамических характеристик всех видов качки понтонов. Их результаты сопоставлены с данными экспериментальных исследований автора и другими материалами. На этой основе сделан вывод о границах применимости метода плоских сечений для расчета ГДХ качки понтонов.

5. Предложен и обоснован приближенный метод учета вязкостной составляющей демпфирующих сил при качке понтонов.

6. С целью экспериментального определения ГДХ качки понтонов и учета особенностей, возникающих при использовании для этого метода вынужденных колебаний, изменена методика и техника испытаний, используемая в опытовом бассейне ОИИМФ для судов стандартных образований.

7. На основе анализа и обобщения массовых расчетов кинематических характеристик качки разработана инженерная методика определения сил, действующих на палубный груз транспортного понтона при качке на морском волнении.

Основные результаты диссертационной работы отражены в следующих публикациях:

И.Баскаков С.Н., Воробьев Ю.Л., Ефремова Н.В., Кириллов В.Н.
Особенности экспериментального определения гидродинамических характеристик качки понтонов в малом опытовом бассейне методом вынужденных колебаний // Совершенствование средств

- и методов экспериментальной гидромеханики судов для развития научного прогресса в судостроении: Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. - Л.: Судостроение, 1966. - С. 20-21.
2. Баскаков С.Н., Воробьев Ю.Л., Турлак А.А. Метод решения гидродинамических задач для плавучих объектов с вертикальными бортами // Физико-математическое моделирование при решении проблем гидродинамики и динамики судов и средств освоения океана (XXXIV Крыловские чтения 1969 г.): Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. - Л.: Судостроение, 1969. - С. 99-100.
3. Баскаков С.Н., Воробьев Ю.Л. Приближенное решение задачи излучения для прямоугольного шпангоута на глубокой воде // Судостроение и судоремонт: Сб. ОИИМФ. - М.: В/О "Мортехинформреклама", 1969. - С.5-9.
4. Баскаков С.Н., Воробьев Ю.Л., Турлак А.А. Приближенный метод учета отрывной компоненты демпфирования в расчетах качки прямоугольного понтона // Современные проблемы судостроения и судоремонта: Сб. ОИИМФ. - М.: В/О "Мортехинформреклама", 1990. - С.5-9.
5. Баскаков С.Н. Влияние трехмерности обтекания на гидродинамические характеристики качки прямоугольного понтона // Методы прогнозирования и способы повышения мореходных качеств судов и средств освоения океана (XXXV Крыловские чтения 1969 г.): Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. - Л.: Судостроение, 1991. - С. 75-76.
6. Воробьев Ю.Л., Бойцун И.А., Баскаков С.Н. Определение гидродинамических характеристик качки понтонов на глубокой воде с учетом трехмерности обтекания // Проблемы совершенствования комплексных методов прогнозирования мореходных качеств судов (XXXIII Крыловские чтения 1967 г.): Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. - Л.: Судостроение, 1967. С.97-98.
7. Правила морской перевозки крупногабаритных и тяжеловесных грузов. РД ЗИ.13.02.-89. - М.: В/О "Мортехинформреклама", 1990. - 40 с.

468828

АВ 26.032

АВ 26.032

- и методах экспериментальной и теоретической физики.
1. Босклов С.В., Фурманов В.А., Шенников А.И. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - М.: Наука, 1980. - С. 1-10.
2. Босклов С.В., Фурманов В.А., Шенников А.И. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - М.: Наука, 1980. - С. 1-10.
3. Босклов С.В., Фурманов В.А., Шенников А.И. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - М.: Наука, 1980. - С. 1-10.
4. Босклов С.В., Фурманов В.А., Шенников А.И. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - М.: Наука, 1980. - С. 1-10.
5. Босклов С.В., Фурманов В.А., Шенников А.И. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - М.: Наука, 1980. - С. 1-10.
6. Босклов С.В., Фурманов В.А., Шенников А.И. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - М.: Наука, 1980. - С. 1-10.
7. Босклов С.В., Фурманов В.А., Шенников А.И. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - М.: Наука, 1980. - С. 1-10.
8. Босклов С.В., Фурманов В.А., Шенников А.И. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - М.: Наука, 1980. - С. 1-10.
9. Босклов С.В., Фурманов В.А., Шенников А.И. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - М.: Наука, 1980. - С. 1-10.
10. Босклов С.В., Фурманов В.А., Шенников А.И. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. - М.: Наука, 1980. - С. 1-10.

148881