

Ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени
Центральный научно-исследовательский институт
имени академика А.Н.Крылова

На правах рукописи

АБРАМОВИЧ Сергей Николаевич

МЕТОД РАСЧЕТА СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ
НАГРУЗОК, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА ДВИЖУЩЕЕСЯ НА НЕПРЕГУЛЯРНОМ
ВОЛНЕНИИ СУДНО

Специальность 05.08.01 - теория корабля

А в т о р е ђ е р а т

ДИССЕРТАЦИИ НА СОИСКАНИЕ УЧЁНОЙ СТЕПЕНИ КАНДИДАТА
ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

Ленинград - 1979

18/7/79

[illegible]

Работа выполнена в ЦНИИ имени академика А.Н.Крылова

Официальные оппоненты:

доктор технических наук, профессор Фаддеев Ю.И.

доктор технических наук, старший научный сотрудник
Бойцов Г.В.

Оппонирующая организация указана в решении совета.

Защита диссертации состоится " " _____ 1979 г.

в _____ час. на заседании специализированного совета по
присуждению учёных степеней при ЦНИИ имени акад. А.Н.Крылова
(Д-130.01.01).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке инсти-
тута. Автореферат разослан " " _____ 1979 г.

Учёный секретарь специализированного совета
кандидат технических наук В.Г.Ершов

Ротан
Подпи
Зака

1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

1. АКТУАЛЬНОСТЬ ПРОБЛЕМЫ. Существующие методы оценки общей прочности судна на волнении и входящие в них составной частью методы расчёта гидродинамических нагрузок приводили до последнего времени к удовлетворительному соответствию расчётных результатов опытным. Однако, с появлением крупнотоннажных танкеров и судов смешанного плавания положение дел существенно изменилось. Результаты натурных испытаний судов указанного типа показали, что помимо волновых напряжений, частоты спектра которых лежат в диапазоне кажущихся частот спектра волнения, в корпусе судна возникают так называемые вибрационные (резонансные) напряжения с частотой 1-го тона упругих колебаний корпуса. Эти напряжения значительно превышают расчётные их значения и соизмеримы с волновыми напряжениями. Появление больших вибрационных напряжений и расхождение их расчётных и экспериментальных значений обусловлено двумя причинами - пониженной жесткостью корпуса судов указанного типа, в силу чего частоты вибрации 1-го тона корпуса этих судов существенно уменьшаются, приближаясь к основным частотам спектра волнения; - несовершенством традиционных методов расчёта гидродинамических нагрузок, разработанных применительно к волнам сравнительно низкой частоты и приводящих к большим ошибкам при их использовании для волн высокой частоты, соизмеримой с частотой вибрации корпуса судов.

Поскольку величиной гидродинамической нагрузки определяется общая прочность судна и его долговечность, возникла необходимость существенного повышения точности расчётов нагрузок в корпусе движущегося на волнении судна.

Эта задача, решению которой посвящена диссертация, я рабо-

та, становится особенно актуальной в связи с интенсивным строительством судов новых архитектурных типов, ростом их водоизмещения и длины и повышением требований к прогнозированию их мореходных и прочностных качеств.

2. ЦЕЛЬЮ РАБОТЫ является разработка нового, более достоверного, нежели существующие, метода расчёта спектрального состава гидродинамических нагрузок, действующих на движущееся на нерегулярном волнении судно, и уточнение на этой основе способа расчёта изгибных напряжений в его корпусе.

3. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ. В работе использованы:

- методы современной гидромеханики, в том числе метод конформного отображения областей течения, метод гидродинамических особенностей и прямые методы решения краевых задач;
- корреляционные методы теории случайных функций;
- численные методы, основанные на использовании ЦМ.

4. НАУЧНУЮ НОВИЗНУ работы определяют следующие её результаты:

- метод расчёта гидродинамических сил, действующих на колеблющийся на волнении плоский контур, учитывающий переменность во времени осадки контура и нелинейность гидродинамических давлений в жидкости;
- метод определения поправочных коэффициентов к рассчитанным по гипотезе плоских сечений гидродинамическим силам, учитывающих конечность размеров судна и пространственность его обтекания;
- оценка влияния вязкости жидкости на величину гидродинамических сил;
- метод построения энергетического спектра приведенной силы, рассматриваемой как случайный нелинейный стационарный процесс, и его реализация на ЦМ;

- новый метод расчёта гидродинамических нагрузок, действующих в сечениях судна, движущегося на встречном нерегулярном волнении, существенно уточняющий их спектральный состав, особенно на высоких частотах (коротких волнах).

5. ПРАКТИЧЕСКАЯ ЦЕННОСТЬ РАБОТЫ состоит в том, что использование разработанного в ней метода определения нагрузок в расчётах прочности судов позволяет значительно повысить точность расчёта изгибных напряжений в корпусе судов, обусловленных волновой вибрацией и слемингом.

Новый метод может также найти применение при проектировании волнопродукторов, волногасителей и других установок экспериментальной гидромеханики.

6. РЕАЛИЗАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ НА ПРАКТИКЕ. Результаты работы используются Одесским институтом инженеров морского флота и Центральным научно-исследовательским институтом имени акад. А.Н. Крылова при расчёте напряжений в корпусе проектируемых судов, вызванных волновой вибрацией и слемингом, и при разработке требований к прочности судов.

7. АПРОБАЦИЯ РАБОТЫ. Работа докладывалась на заседании научно-технического совета отделения института, была одобрена и рекомендована к защите.

Некоторые результаты выполненных в работе исследований докладывались на семинаре по динамике корабля при Центральном правлении НТО им. акад. А.Н. Крылова (1968 г.), на Всесоюзной научно-технической конференции по теории корабля (1975 г.), на семинаре секции "Гидромеханика судна" Проблемного Совета "Гидромеханика" АН УССР (1978 г.).

8. ПУБЛИКАЦИИ. Материалы диссертации отражены в двух статьях автора и в тезисах докладов, сделанных на указанных конференциях и семинарах.

9. ОБЪЕМ РАБОТЫ. Диссертация состоит из введения, пяти глав, включающих 17 параграфов, заключения и двух приложений. В работе содержится 150 страниц основного текста, 48 иллюстраций, 3 таблицы и список использованной литературы.

II. ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

I. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ дается в первой главе диссертации. Она начинается с рассмотрения существующих схем расчёта гидродинамических нагрузок и изгибающих моментов, действующих в сечениях движущегося на волнении судна. Разработке этих схем посвящено много работ в области гидродинамики (Благовещенский С.Н., Герасимов А.В., Нецветаев Ю.А., Ремез Ю.В., Хаскинд М.Д.) и строительной механики корабля (Ипатовцев Ю.Н., Короткин Я.И., Максимаджи А.И., Осипов О.А., Ростовцев Д.М., Таубин Г.О., Чувиковский Г.С., Goodman R.A. и др.). Особо следует отметить работы Бельговой М.А., Бойцова Г.В., Вагенгейма С.Г. и Сухира Э.А., в которых исследованы резонансные напряжения в корпусе судна, соответствующие частоте вибрации I-го тона, и предприняты попытки улучшения методов их расчёта.

В результате рассмотрения в работе сделан вывод о том, что традиционные способы определения гидродинамических нагрузок, основанные на линейной теории, являются достаточно точными для расчёта волновых напряжений, но приводят к существенному расхождению расчётных и экспериментальных значений вибрационных (резонансных) напряжений.

В диссертации принята новая концепция возникновения вибрационных напряжений, согласно которой эти напряжения обусловлены преимущественно нелинейным характером гидродинамической нагрузки. Наличие нелинейности приводит к появлению дополнительных (нели-

нейных) составляющих нагрузки на высоких частотах колебаний, порождаемых её линейными составляющими более низких частот. В результате происходит значительное приполнение спектра нагрузки в районе частоты вибрации корпуса I-го тона, что и является основной причиной возникновения резонансных напряжений. Существенно при этом, что их величина, вследствие очень малого демпфирования корпуса судна, может оказаться весьма большой.

Для реализации указанной концепции и разработки на ее основе расчётного метода намечается ряд исследований по различным направлениям.

Первое направление относится к разработке метода определения нелинейных гидродинамических сил, действующих на плоский контур при его колебаниях на свободной поверхности жидкости. Отмечается, что содержащиеся в опубликованных по этому вопросу работах Луговского В.В. и Фаддеева Ю.И. методы по ряду причин не могут быть непосредственно использованы для решения поставленных в работе задач. Более приемлемыми в этом смысле являются методы, предложенные Чувиковским Г.С. и использованные в работах Апостола В.С., Сухира Э.А. и др. авторов. Эти методы основаны на применении теоремы количества движения к условной динамической системе, обладающей собственной и присоединенной массами. В диссертации (со ссылкой на более ранние работы автора) отмечается, что указанные методы, правильно отражая качественную сторону явления, по сути дела, необоснованы и могут привести в ряде случаев к большим ошибкам в величине нагрузок. На основании изложенного делается вывод о необходимости разработки нового, более обоснованного метода расчёта действующих на плоский контур нелинейных гидродинамических сил.

Второе из направлений исследований связано с тем, что практические способы определения сил, действующих на судно в условиях

волнения, основаны на использовании гипотезы плоских сечений.

Этот путь, как показал выполненный в работе анализ, приводит к большим ошибкам в величине указанных сил при низких и высоких частотах их изменения во времени. Поскольку определение нагрузок в последнем режиме является основной целью работы, была поставлена задача разработки поправок к упомянутой гипотезе, учитывающих конечность размеров судна и пространственность его обтекания.

Третье направление исследования связано с расчётом гидродинамических сил на нерегулярном волнении. Обычно этот расчёт выполняется на основе спектральной теории, хорошо разработанной для линейных динамических систем. Применение этой теории при нелинейном характере действующих на судно сил связано с большими затруднениями. Мало пригодными здесь оказываются известные методы статистической линеаризации (Казаков И.Е., Первозванский А.А.), поскольку они не учитывают обусловленные нелинейностью изменения частотного состава исследуемого процесса. Более перспективным представляется путь, основанный на использовании корреляционных методов теории случайных функций (Пугачев В.С., Свейников А.А.), свободных от указанного недостатка. Этот путь и был выбран в работе для решения рассматриваемой задачи.

2. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ НАГРУЗКА В СЕЧЕНИИ СУДНА, КОЛЕБЛЮЩЕГОСЯ БЕЗ ХОДА НА "ТИХОЙ" ВОДЕ, определяется в диссертации в нелинейной постановке. В основу решения этой задачи положена следующая приближенная схема. Потенциал скоростей обтекания плоского контура находится по линейной теории, то есть при линеаризированном граничном условии на свободной поверхности, в то же время гидродинамические силы на контуре определяются с учётом нелинейных составляющих давления, входящих в интеграл Лагранжа и обусловленных переменностью осадки контура и наличием в интеграле

квадрата скорости движения жидкости.

Потенциал скоростей течения $\Phi(t, y, z)$, вызванного движением контура (C) вдоль вертикальной оси "OZ" со скоростью $V_z(t)$, представлен в работе в виде суммы двух составляющих

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_0^* \quad (1)$$

Функция $\Phi_0(t, y, z)$ есть потенциал, соответствующий большой частоте колебаний контура на свободной поверхности, или, что то же, потенциал дублированного контура, движущегося в безграничной жидкости. Функция $\Phi_0^*(t, y, z)$ отражает волновой характер движения жидкости и определяется формулой

$$\Phi_0^*(t, y, z) = \frac{\sqrt{\rho}}{\pi} \int_0^\infty \frac{e^{-\mu z}}{\sqrt{\mu}} \int_0^t \sin[\sqrt{\mu g}(t-\tau)] \left[\frac{\partial \Phi_0(\tau, y, z)}{\partial \tau} - \Phi_0(\tau, y, z) \frac{\partial}{\partial \tau} \right] e^{\mu \tau} \cos[\mu(y-\eta)] d\tau d\mu. \quad (2)$$

Поскольку основной целью работы является уточнение гидродинамической нагрузки на высоких частотах (сопоставимых с частотой вибрации судна I-го тона), в ней основное внимание уделено первой составляющей потенциала $\Phi_0(t, y, z)$. Эта составляющая, как известно, может быть представлена в виде

$$\Phi_0(t, y, z) = V_z(t) \varphi[T(t), y, z], \quad (3)$$

где φ — есть функция не только координат точки пространства, в которой вычисляется единичный потенциал φ (что имеет место в линейных задачах гидромеханики), но и переменной во времени осадки контура $T(t)$.

Для расчёта давления в жидкости используется, как указывалось выше, полный интеграл Лагранжа, который с учётом равенства (3) принимает вид

$$p_0(t, y, z) = -\rho \frac{dV_z}{dt} \varphi(T, y, z) + \rho V_z^2 \frac{\partial^2 \varphi(T, y, z)}{\partial T^2} - \frac{1}{2} \rho V_z^2 \text{grad}^2 \varphi(T, y, z) + \rho z. \quad (4)$$

Как видно, формула (4) отличается от известной линейной

формулы наличием дополнительных составляющих и переменностью потенциала φ .

Величина гидродинамической нагрузки, действующей на плоский контур, определяется по формуле

$$f_{x_0}(t) = - \int_{c(t)} \rho_0(t, y, z) \cos(\hat{n}, \hat{x}) dS = f_{x_0}(t) + f_{x_2}(t) + f_{x_3}(t) + f_{x_4}(t), \quad (5)$$

где $c(t)$ — переменная во времени поверхность контура.

В формуле (5): $f_{x_0}(t)$ — переменная гидростатическая нагрузка,

$$f_{x_0}(t) = \frac{dV_0(t)}{dt} \rho_0 \int_{c(t)} \varphi_0(T, y, z) \cos(\hat{n}, \hat{x}) dS = - \rho_0(T) \frac{dV_0(t)}{dt}, \quad (6)$$

$$f_{x_2}(t) = - V_0^2(t) \rho_0 \int_{c(t)} \frac{\partial \varphi_0(T, y, z)}{\partial T} \cos(\hat{n}, \hat{x}) dS, \quad (7)$$

$$f_{x_3}(t) = V_0^2(t) \frac{1}{2} \rho_0 \int_{c(t)} \left[\left(\frac{\partial \varphi_0(T, y, z)}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi_0(T, y, z)}{\partial z} \right)^2 \right] \cos(\hat{n}, \hat{x}) dS. \quad (8)$$

Первая составляющая нагрузки $f_{x_0}(t)$ отличается от рассчитанной по линейной теории лишь переменностью значений присоединенной массы контура $\lambda_0(T)$, которая в рамках нелинейной теории становится функцией его осадки T .

Вторая составляющая нагрузки $f_{x_2}(t)$ в линейных решениях не учитывается. Отметим, что в некоторых работах (Короткий Я.И., Сухарь Э.Л., Чувиковский Г.С.), связанных с определением ударных нагрузок, для оценки этой составляющей предлагается формула, внешне схожая с формулой (7), а именно

$$f_{x_2}^*(t) = K V_0^2(t) \frac{d\lambda_0(T)}{dT} = - K V_0^2(t) \frac{d}{dT} \left[\rho_0 \int_{c(t)} \varphi_0(T, y, z) \cos(\hat{n}, \hat{x}) dS \right]. \quad (9)$$

Однако, в силу переменности контура (С) выражения (7) и (9) не идентичны и в общем случае не могут быть приведены друг к другу выбором постоянного (не зависящего от осадки T) значения коэффициента "К". (Такое приведение, как показано в одной из ранних работ автора, возможно лишь в двух случаях — для тонкого тела

Митчелля и для клина).

Третьей составляющей $f_{x_4}(t)$, обусловленной наличием в интеграле давлений квадрата скоростей движения жидкости, в расчетах действующих на контур сил до недавнего времени пренебрегали, хотя, как было показано автором в одной из его работ, величина этой составляющей сопоставима с первыми двумя.

Формулы (6) + (8) учитывают, таким образом, нелинейный характер действующей на контур гидродинамической нагрузки, хотя входящий в них потенциал скоростей φ определяется по линейной теории.

Задаче нахождения потенциала φ посвящено большое число работ (Салькаев А.З., Соколов В.А., Хаскинд М.Д., Posteg W.R.). Однако, в этих работах рассматривается только прямолинейные в районе ватерлинии контуры, описываемые известными формулами Люиса.

Поскольку развал бортов оказывает существенное влияние на величину нелинейных гидродинамических нагрузок, в диссертации получено более общее решение задачи, учитывающее непрямолинейность бортов судна.

Это решение основано на использовании метода конформного отображения внешней по отношению к дублированному контуру $(C + \bar{C})$ области течения в плоскости комплексного переменного $W = y + iz$ на внешность единичного круга вспомогательной плоскости $\zeta = u + iv$. Для непрямолинейных контуров указанное отображение осуществляется функцией вида

$$W(\zeta, t) = \sum_{j=0}^{\infty} k_j(t) \left\{ \zeta^{1-2j} + \frac{(1-2j)}{2(1-\beta^2)^{1/2}} \left[\left(1 - \frac{1}{\zeta}\right)^{\beta} - \left(1 + \frac{1}{\zeta}\right)^{\beta} + \frac{2}{\zeta} \right] \right\}, \quad (10)$$

где $\frac{1}{2}\beta\pi$ — угол между касательной к контуру в районе ватерлинии и невозмущенной свободной поверхностью, а $k_j(t)$ — действительные функции времени.

Как уже отмечалось, гидродинамическая нагрузка, действующая

на судно при его колебаниях на "тихой" воде, определяется по гипотезе плоских сечений. Известно, что эта гипотеза становится неприменимой при низких частотах колебаний, поскольку рассчитанная по ней присоединенная масса сечения (а значит и всего судна) с уменьшением частоты неограниченно возрастает. Для разработки поправки к гипотезе, учитывающей конечность размеров судна, в работе методом гидродинамических особенностей была решена задача о колебаниях на свободной поверхности жидкости цилиндрического тела конечных размеров с произвольной формой сечения. Незвестная мощность особенностей определялась приближенно из условия не протекания поверхности тела при нулевой частоте его колебаний, то есть в режиме, когда граничное условие на свободной поверхности совпадает с условием на твердой стенке. В результате получена формула для практического расчета поправочного коэффициента к присоединенной массе сечения судна, определенной из решения плоской задачи. Как показал анализ, величина этого коэффициента практически не зависит от формы сечения, а является лишь функцией удлинения судна $\frac{L}{\delta}$ и безразмерной частоты его колебаний $\nu = \frac{B}{\delta} \cdot \frac{\omega^2}{g}$. С увеличением ν поправочный коэффициент стремится к своему асимптотическому значению, равному 1, а при нулевой частоте он обращается в нуль. В последнем случае для расчета присоединенной массы сечения судна с учётом конечности его длины в работе дается соответствующая формула.

3. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ НАГРУЗКА В СЕЧЕНИИ СУДНА, КОЛЕБАЮЩЕГОСЯ БЕЗ ХОДА НА ПРАВИЛЬНОМ ВОЛНЕНИИ, определяется в работе в два этапа.

На первом этапе с целью определения действующих на плоский контур нелинейных гидродинамических сил рассматривается обтекание бесконечно-длинного цилиндрического тела с произвольной формой

сечения, расположенного вразрез регулярным волнам малой длины. Вводится неподвижная прямоугольная система координат "oxy", плоскость "ox" которой совпадает с невозмущенной свободной поверхностью, ось "oy" направлена вертикально вверх, а ось "ox" - вдоль тела против направления распространения волн. Потенциал скоростей пространственного движения жидкости Φ представляется в виде суммы трех составляющих - Φ_0 , обусловленной колебаниями самого тела, Φ^* , связанной с дифракцией обтекающих тело волн, и потенциала этих волн Φ_g .

Задача определения составляющей Φ_g сводится к плоской, аналогичной решенной для случая "тихой" воды и отличающейся от нее тем, что колебания контура рассматриваются относительно меняющейся свободной поверхности $z = \zeta_g(t, x)$, где $\zeta_g(t, x)$ - ордината профиля волны, а не постоянной, соответствующей $z = 0$.

К плоской приводится также задача определения потенциала скоростей Φ^* . С этой целью он ищется в виде

$$\Phi^*(t, x, y, z) = \zeta_g^* e^{i(\omega t + \nu z)} \varphi^*(t, y, z); \quad (II)$$

где ζ_g^* - амплитуда вертикальной скорости волны, ω - круговая частота волн, ν - частота формы. При подстановке (II) в трехмерное уравнение Лапласа оно сводится к уравнению Гельмгольца для единичного потенциала φ^*

$$\frac{\partial^2 \varphi^*}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi^*}{\partial z^2} - \nu^2 \varphi^* = 0, \quad (I2)$$

являющегося решением плоской краевой задачи. Решение этой задачи основано на использовании принципа симметрии Шварца (в силу условия на свободной поверхности $\varphi^* = 0$) и метода конформного отображения области течения вне дублированного контура на плоскости $y + iz$ на внешность единичного круга плоскости $\zeta = u + i\nu$. Это отображение учитывает основные особенности корабельных шпангоу-

тов (в частности, их непрямолинейность в районе ватерлинии) и реализуется с помощью функции

$$y + iz = i\zeta_0(t) + k\zeta + \frac{k_1}{\zeta} + \frac{k_2}{\zeta^2} + \frac{(k_3 - k_1 - 3k_2)}{(1 - \beta/2)^2} \left[\left(1 - \frac{1}{\zeta}\right)^2 - \left(1 + \frac{1}{\zeta}\right)^2 + \frac{2}{\zeta} \right]. \quad (13)$$

В результате получено выражение единичного потенциала скоростей φ^* , которое в полярной системе координат (ζ, θ) , введенной на плоскости ζ , имеет вид

$$\varphi^*(\zeta, \theta) = -\frac{4}{\pi} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{K_{j+1}(k_1/2)}{(k_1/2) K_{j+1}'(k_1/2)} \sin[(j+1)\theta] \int_0^{\pi/2} \sin[(j+1)u] U_j(k, u) e^{-\gamma Z(k, u)} du, \quad (14)$$

где $K_m(u)$ и $K_m'(u)$ - функция Макдональда и её производная.

Расчёт давления в жидкости производился, как и ранее, по формуле Лагранжа с учётом переменности во времени границ области течения и квадрата скоростей движения жидкости. Для гидродинамической силы, действующей в сечении цилиндрического тела и обусловленной как его собственными колебаниями, так и дифракцией обтекающего его волнового потока, в работе получена формула

$$f_z^*(t) = f_{z_0}(t) + f_{z(1)}^*(t) + f_{z(2)}^*(t) + f_{z(3)}^*(t), \quad (15)$$

в которой $f_{z_0}(t)$ - нагрузка, определяемая формулами (5)-(8);

$$f_{z(1)}^*(t) = \frac{dV_{z2}(t)}{dt} \rho_0 \int_{C(t)} \varphi^*(T, y, z) \cos(\hat{n}, \hat{z}) dS = \lambda^*(\nu, T) \frac{dV_{z2}(t)}{dt}, \quad (16)$$

где $\frac{dV_{z2}(t)}{dt} = i\omega \zeta_0 e^{i(\omega t + \nu x)}$, $\lambda^*(\nu, T)$ - дифракционная присоединенная масса сечения тела, рассчитанная с учётом конечности его поперечных размеров и влияния обтекания смежных сечений тела;

$$f_{z(2)}^*(t) = V_z V_{z2} \rho_0 \int_{C(t)} \left\{ \frac{\partial \varphi_0}{\partial T} - \frac{\partial \varphi_0}{\partial z} (1 - e^{-\nu z}) - \frac{\partial \varphi^*}{\partial T} + \frac{\partial \varphi_0}{\partial y} \frac{\partial \varphi^*}{\partial y} + \frac{\partial \varphi_0}{\partial z} \frac{\partial \varphi^*}{\partial z} \right\} \cos(\hat{n}, \hat{z}) dS, \quad (17)$$

$$f_{z(3)}^*(t) = V_{z2}^2 \rho_0 \int_{C(t)} \left\{ \frac{\partial \varphi^*}{\partial T} - \frac{\partial \varphi^*}{\partial z} (1 - e^{-\nu z}) + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \varphi^*}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi^*}{\partial z} \right)^2 \right] \right\} \cos(\hat{n}, \hat{z}) dS. \quad (18)$$

На втором этапе исследования с целью более точного учёта

влияния пространственности течения жидкости и конечности длин судна на величину дифракционной нагрузки решались две задачи об обтекании тела волновым потоком. Поскольку решение строилось в области малых длин волн, граничное условие для потенциала на свободной поверхности жидкости принималось в обеих задачах приближенно в виде $\Phi^* = 0$.

Первая задача, относящаяся к судну с произвольной формой сечения, при помощи метода гидродинамических особенностей приводилась к известному интегральному уравнению Фредгольма II-го рода, которое решалось в первом приближении.

Во второй задаче рассматривался плавающий на поверхности жидкости эллипсоид вращения, потенциал обтекания которого регулярными волнами определялся непосредственным решением трехмерного уравнения Лапласа.

На основе синтеза решений обеих задач для инерционной составляющей дифракционной нагрузки получена формула, в которой в отличие от формулы (16) более полно учтен пространственный характер волнового потока,

$$f_{z(1)}^*(t) = \lambda^*(\nu, T) \frac{dV_{z2}^*(t)}{dt}, \quad (19)$$

$$\text{где } V_{z2}^*(t) = V_{z2}(t, x) \left[1 - i \frac{\delta}{\pi} \frac{T(x)}{\beta(x)} \cos(\hat{n}, \hat{x}) \rho_0(\nu, x) \right], \quad (20)$$

$T(x)$ - осадка сечения судна с абсциссой " x ", $\beta(x)$ - его ширина, $(\hat{n}, \hat{x})$ - угол между нормалью к поверхности судна в районе ватерлинии и его продольной осью, $\rho_0(\nu, x)$ - коэффициент влияния на нагрузку пространственности обтекания судна и конечности его размеров.

Из формул (16), (19) и (20) видно, что учёт пространственности течения жидкости приводит к появлению дополнительной компоненты рассматриваемой нагрузки. Эта компонента связана с обтеканием

судна продольным волновым потоком и сдвинута по фазе на $-\frac{\pi}{2}$ относительно компоненты, обусловленной поперечным волновым потоком. Как показал анализ, роль первой из указанных компонент в общем балансе дифракционной нагрузки возрастает с уменьшением относительной длины волны $\frac{\lambda_c}{\delta}$ и удлинения судна $\frac{L}{\delta}$.

На основе решений рассмотренных волновых задач для практического расчета действующих на судно гидродинамических нагрузок рекомендуются формулы (15) - (18), в которых истинная волновая скорость $V_{\lambda}(t)$ заменяется условной скоростью $V_{\lambda}^*(t)$, определяемой формулой (20).

4. ОБОБЩЕНИЕ ФОРМУЛ ДЛЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК НА СЛУЧАЙ ДВИЖЕНИЯ СУДНА ВРАЗРЕЗ ПРАВИЛЬНОЙ ВОЛНЕ основано в диссертации на использовании гипотезы плоских сечений. В связи с тем, что наличие хода судна приводит к существенному изменению граничного условия для потенциала скоростей на свободной поверхности, в работе сделана приближенная оценка условий применимости упомянутой гипотезы. В частности, показано, что при частотах волн, соизмеримых с частотой вибрации I-го тона, и скоростях хода, характерных для современных транспортных судов, эти условия соблюдаются.

Расчет гидродинамического давления производился по формуле Лагранжа с учетом всех входящих в нее составляющих, в том числе обусловленных продольным обтеканием судна. Далее определялась гидродинамическая нагрузка, сравнительная оценка составляющих которой показала, что составляющими, связанными с ходом судна, можно пренебречь. В результате получены следующие формулы для расчета нагрузки, действующей в сечениях движущегося судна, испытывающего продольную качку на правильном встречном волнении

$$f_x(t, x) = f_x^*(t, x) + f_x^{(0)}(t, x) + f_x^{(1)}(t, x) + f_x^{(2)}(t, x), \quad (21)$$

где $f_x^*(t, x)$ - гидродинамическая нагрузка в случае отсутствия

хода судна, определяемая формулами (15)-(18), в которых скорость V_{λ} заменена скоростью V_{λ}^* ; $f_x^{(0)}(t, x)$ - главная (Крыловская) часть возмущающих сил;

$$f_x^{(1)}(t, x) = -U \rho \int_{c(t)} \frac{\partial(\Phi_0 + \Phi^*)}{\partial x} \cos(\hat{n}, \hat{x}) dS; \quad (22)$$

$$f_x^{(2)}(t, x) = \rho \int_{c(t)} \left[\frac{1}{2} \frac{\partial(\Phi_0 + \Phi^*)}{\partial x} + V_{\lambda}^2 \right] \frac{\partial(\Phi_0 + \Phi^*)}{\partial x} \cos(\hat{n}, \hat{x}) dS. \quad (23)$$

Отметим, что скорость $V_{\lambda}(t, x)$, входящая в формулы (4), (6) - (8) и (17) и характеризующая обтекание сечения судна с абсциссой "x", принимается равной $V_{\lambda}(t, x) = \dot{\zeta}_c(t) + (x - x_c) \dot{\psi}(t) - U \psi(t)$, где U - скорость хода судна, а $\dot{\zeta}_c(t)$ и $\dot{\psi}(t)$ - кинематические параметры его вертикальной и килевой качки.

В работе содержится также попытка приближенного учета вязкости жидкости. Для этого использован прием, предложенный Джонсом и развитый Соболевым Г.В., суть которого состоит в том, что, начиная с некоторого, расположенного в корме сечения, где предположен отрыв пограничного слоя, составляющая нагрузки $f_x^{(0)}$ полагается равной нулю. Этот приближенный прием позволяет учесть наличие на корпусе судна вихревой подъемной силы, аналогичной по природе подъемной силе крыла.

5. МЕТОД РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ПРИВЕДЕННОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ СИЛЫ И ИЗГИБАЮЩИХ МОМЕНТОВ, ДЕЙСТВУЮЩИХ НА СУДНО ПРИ ЕГО ДВИЖЕНИИ НА НЕРЕГУЛЯРНОМ ВОЛНЕНИИ разрабатывался поэтапно.

На первом этапе определялись передаточные функции продольной качки судна. Отметим, что эти функции аналогичны полученным Невзетаевым Ю.А., Ремезом Ю.А. и др. авторами и отличаются от последних учетом пространственности обтекания судна и вязкости жидкости.

Следующий этап разработки метода состоял в определении

спектральной плотности приведенной силы, рассматриваемой как случайный нелинейный процесс. С этой целью гидродинамическая нагрузка $f_x(t, x)$ разлагалась в степенной ряд по кинематическим параметрам движения судна и волны, в котором удерживались линейные $f_1(t, x)$ и квадратичные $f_2(t, x)$ слагаемые. Далее, интегрированием нагрузки по длине судна (с учётом формы упругих колебаний корпуса I-го тона - $\varphi_1(x)$) определялась приведенная гидродинамическая сила $F(t)$. В соответствии с указанным разложением нагрузки приведенная сила представлялась в виде суммы линейной $F_1(t)$ и нелинейной $F_2(t)$ составляющих, равных

$$F_1(t) = \int_{(L)} \varphi_1(x) f_1(t, x) dx, \quad F_2(t) = \int_{(L)} \varphi_1(x) f_2(t, x) dx = \sum_{n=1}^N \int_{(L)} \varphi_1(x) X_n(t) Y_n(t) dx, \quad (24)$$

где $f_1(t)$, $X_n(t)$, $Y_n(t)$ являются стационарными случайными функциями с нормальным законом распределения и нулевым математическим ожиданием.

Для получения спектральной плотности нелинейного процесса $F(t)$ использовался корреляционный метод, требующий определения корреляционной функции процесса $k_F(\tau)$. Показано, что нахождение корреляционной функции $k_F(\tau)$ сводится к вычислению смешанных моментов третьего и четвертого порядков центрированных случайных функций, которые подчиняются нормальному закону распределения и могут рассматриваться как составляющие трех и четырехмерных случайных векторов. Эти моменты в силу отмеченных свойств случайных функций определяются формулами, приведенными в работах Пугачева В.С. и Свешникова А.А. и имеющими вид

$$M[Z_1 Z_2 Z_3] = 0, \quad M[Z_1 Z_2 Z_3 Z_4] = k_{12} k_{34} + k_{13} k_{24} + k_{14} k_{23}, \quad (25)$$

где k_{ij} - взаимные корреляционные моменты случайных величин Z_i и Z_j .

Соотношения (25) позволяют получить корреляционную функцию

$k_F(\tau)$, преобразование Фурье которой приводит к следующей формуле для спектральной плотности процесса

$$S_F(\omega_k) = S_{F_1}(\omega_k) + S_{F_2}(\omega_k). \quad (26)$$

В формуле (26)

$$S_{F_1}(\omega_k) = | \Phi_{\varphi_1}(\omega_k) |^2 S_{f_1}(\omega_k), \quad (27)$$

$$S_{F_2}(\omega_k) = \int_0^\infty | \rho(u, \omega_k - u) |^2 S_{f_1}(\omega_k - u) S_{f_1}(u) du + \int_0^\infty | \rho(-u, \omega_k + u) |^2 S_{f_1}(\omega_k + u) S_{f_1}(u) du, \quad (28)$$

$$| \rho(\xi, \eta) |^2 = [\operatorname{Re} \psi(\xi, \eta) + \operatorname{Re} \psi(\eta, \xi)]^2 + [\operatorname{Im} \psi(\xi, \eta) + \operatorname{Im} \psi(\eta, \xi)]^2, \quad (29)$$

$$\psi(\xi, \eta) = \int_{(L)} \varphi_1(x) \sum_{n=1}^N \Phi_{\varphi_1 X_n}(\xi, x) \Phi_{\varphi_1 Y_n}(\eta, x) dx, \quad (30)$$

где ω_k - кажущаяся частота встречи судна с волной, $S_{f_1}(\omega_k)$ - энергетический спектр волнения, $\Phi_{\varphi_1 X_n}$, $\Phi_{\varphi_1 X_n}$, $\Phi_{\varphi_1 Y_n}$ - комплексные частотные функции, связывающие компоненты гидродинамической нагрузки f_1 , X_n и Y_n с ординатой волнового профиля ξ .

На следующем этапе на основе известных методов строительной механики корабля, разработанных Шманским Ю.А., Курдюмовым А.А. и другими авторами, выводятся формулы для практического расчёта спектральной плотности изгибающих моментов. Эти формулы имеют вид

$$S_M(\omega_k, x) = \frac{E(x_0)}{R} | H(i\omega_k) |^2 S_F(\omega_k), \quad (31)$$

$$E(x_0) = \int_{(L)} (x_0 - x) [m(x) + \lambda_0(x)] \varphi_1^2(x) dx, \quad R = \int_{(L)} [m(x) + \lambda_0(x)] \varphi_1^2(x) dx, \quad (32)$$

$$H(i\omega_k) = 1 + \frac{\omega_k^2}{(\sigma_1^2 - \omega_k^2) + i \cdot 2\delta_1 \omega_k}, \quad (33)$$

где $m(x)$ - масса сечения, σ_1 и δ_1 - частота I-го тона и коэффициент демпфирования упругих колебаний корпуса судна, x_0 - абсцисса сечения, в котором вычисляется изгибающий момент, $H(i\omega_k)$ - передаточная функция от приведенной силы к упругим колебаниям

корпуса судна.

Последний этап разработки метода состоял в его реализации на ЦМ, для чего на языке "Алгол" были составлены программы расчёта энергетических спектров приведенной гидродинамической силы и изгибающего момента. По этим программам на ЦМ "БЭСМ-6" были выполнены расчеты спектральных плотностей и дисперсий приведенной силы и момента, имевшие целью оценить влияние на них таких факторов, как нелинейность гидродинамической нагрузки, пространственность обтекания судна и вязкость жидкости. Результаты расчётов позволили сделать важные выводы относительно исследуемого влияния, сформулированные ниже в заключении по автореферату.

В диссертации произведен анализ имеющихся немногочисленных материалов модельных (Нецветаев Ю.А., *Kagawa K.*, *Ohtaka K.*) и натурных (Галахов И.Н. и др., *Bell A.O.*, *Taylor K.V.*) испытаний судов и выполнено сопоставление этих материалов с результатами расчётов по предлагаемому в работе методу. Вытекающие из этого сопоставления выводы приведены в заключении.

Ш. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе предлагается новый метод расчёта гидродинамических нагрузок, действующих в сечениях движущегося на нерегулярном волнении судна, учитывающий, в отличие от существующих методов, нелинейный характер нагрузок, пространственность обтекания судна и вязкость жидкости. В основу метода положены результаты решений частных задач в области гидродинамики и спектральной теории качки судна на волнении, из которых основными являются:

1. В части расчёта нагрузок, обусловленных правильным волнением,

- решена в нелинейной постановке задача о силах, действующих на плоский контур произвольной формы при пересечении им свободной поверхности жидкости, и получены расчетные формулы для нагрузок в области высоких частот колебаний;
- показана возможность применимости гипотезы плоских сечений для расчёта нагрузок судов, испытывающих волновую вибрацию;
- выполнено исследование влияния конечности размеров судна и пространственности его обтекания на величину гидродинамических сил и разработаны поправки к рассчитанным по гипотезе плоских сечений нагрузкам;
- произведена оценка влияния вязкости жидкости на величину гидродинамических сил;
- распространено нелинейное решение для гидродинамической нагрузки на случай пространственного движения судна вразрез правильной волне.

2. В части расчета нагрузок при нерегулярном характере волнения

- получены формулы для определения спектральной плотности нелинейного случайного процесса, заданного в виде функционала квадратичной формы стационарных нормально распределенных случайных функций;
- разработан метод расчета энергетического спектра нелинейной приведенной гидродинамической силы и изгибающего момента, действующего в произвольном сечении судна.

3. В части реализации нового метода и его проверки

- составлена на языке "Алгол" и отлажена программа определения спектральной плотности приведенной силы и изгибающего момента, в

основу которой положен новый метод расчёта нагрузок;

- выполнены на ЦМ "БЭСМ-6" оценочные и сравнительные расчёты статистических характеристик приведенной силы и изгибающего момента для судна, близкого по обводам танкеру "София", при различных условиях его плавания;

Некоторые результаты расчётов дисперсий волновых $D_{M_{волн.}}$ и вибрационных $D_{M_{вibr.}}$ изгибающих моментов приведены в следующей таблице:

Интен- сивность волне- ния	Ско- рость	j	$D_{M_{волн.}}^j$	$D_{M_{вibr.}}^j$	$D_M^j =$ $= D_{M_{волн.}}^j + D_{M_{вibr.}}^j$	$\frac{D_M^j}{D_{M_{волн.}}^j}$	$\sqrt{\frac{D_M^j}{D_{M_{волн.}}^j}}$	$\frac{D_M^{(1)}}{D_M^{(0)}}$	$\sqrt{\frac{D_M^{(1)}}{D_M^{(0)}}}$
балл	узл	-	т ² м ²	т ² м ²	т ² м ²	-	-	-	-
5	10	0	$4,5 \cdot 10^7$	$0,7 \cdot 10^7$	$5,2 \cdot 10^7$	1,16	1,08	1,84	1,36
		1	$3,0 \cdot 10^7$	$6,6 \cdot 10^7$	$9,6 \cdot 10^7$	3,17	1,78		
	15	0	$6,6 \cdot 10^7$	$3,5 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^8$	1,54	1,24	1,50	1,23
		1	$4,3 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^8$	$1,5 \cdot 10^8$	3,53	1,88		
6	10	0	$3,2 \cdot 10^8$	$0,4 \cdot 10^7$	$3,3 \cdot 10^8$	1,01	1,01	1,42	1,19
		1	$3,6 \cdot 10^8$	$1,1 \cdot 10^8$	$4,6 \cdot 10^8$	1,29	1,14		
	15	0	$4,2 \cdot 10^8$	$0,3 \cdot 10^8$	$4,6 \cdot 10^8$	1,07	1,04	1,60	1,27
		1	$4,0 \cdot 10^8$	$3,3 \cdot 10^8$	$7,3 \cdot 10^8$	1,82	1,35		
8	10	0	$2,4 \cdot 10^9$	$0,1 \cdot 10^8$	$2,4 \cdot 10^9$	1,00	1,00	1,29	1,13
		1	$3,0 \cdot 10^9$	$0,1 \cdot 10^9$	$3,1 \cdot 10^9$	1,03	1,02		
	15	0	$2,7 \cdot 10^9$	$0,2 \cdot 10^8$	$2,7 \cdot 10^9$	1,01	1,00	1,35	1,16
		1	$3,2 \cdot 10^9$	$0,5 \cdot 10^9$	$3,7 \cdot 10^9$	1,16	1,08		

Примечание: при учете нелинейности нагрузки и пространственности обтекания судна параметр $j = 1$, иначе $j = 0$.

- произведено сравнение результатов расчётов волновых и вибрационных напряжений с имеющимися материалами по модельному эксперименту и натурным испытаниям судов.

Анализ результатов выполненных расчётов и сравнительные оценки позволили сделать ряд важных выводов относительно приведенной силы, изгибающего момента и напряжений, действующих в сечениях

движущегося на нерегулярном волнении судна. Основные из них приводятся ниже.

- Нелинейность гидродинамических нагрузок, пространственность обтекания судна и вязкость жидкости мало сказываются на величине приведенной силы и изгибающего момента при частотах, соответствующих максимуму энергетического спектра волнения (низкие и средние частоты волн). Поэтому влияние указанных факторов на величину волновых напряжений невелико.

- Влияние рассмотренных в работе факторов (за исключением вязкости жидкости) проявляется весьма существенно и притом по разному на величине приведенной силы и изгибающего момента в области высоких (соответствующих резонансу на частоте вибрации 1-го тона) частот. В то время как нелинейность гидродинамической нагрузки приводит к значительному их увеличению, пространственность обтекания и конечность размеров судна приводят к их заметному снижению. Поскольку преобладающим является первый из указанных факторов, использование нового метода расчёта гидродинамических нагрузок приводит к существенному возрастанию вибрационных напряжений против подсчитанных традиционными методами. Отмеченный эффект проявляется наиболее интенсивно при волнении средней силы (5-6 баллов) и ослабевает с увеличением балльности моря.

- С увеличением скорости хода судна волновые и вибрационные напряжения в его корпусе возрастают. На величину волновых напряжений указанный эффект в расчетном диапазоне скоростей ($0,1 < F_z < 0,25$) проявляется умеренно. Более заметно влияние скорости хода сказывается на величине вибрационных напряжений: при волнении 8 баллов эти напряжения увеличиваются пропорционально квадрату роста скорости хода судна, при 6 баллах эта степень уменьшается с 2-х до 1,5, при 5 баллах она близка 1.

- Влияние рассмотренных факторов на параметры и статистические характеристики продольной качки судна в основной области спектра волнения невелико и заметно проявляется лишь в диапазоне высоких частот, где ординаты упомянутого спектра малы.

- Результаты натурных и модельных испытаний подтвердили предсказываемое теорией появление в определенных условиях заметных вибрационных напряжений в корпусе крупнотоннажных судов. Установлено, что расчетная и опытная величина такого важного параметра, как отношение стандартов (средне-квадратических отклонений) вибрационных и волновых напряжений, оказалась одного порядка. Отмечается также, что некоторые, полученные из теории закономерности (например, уменьшение величины упомянутого отношения с ростом интенсивности волнения, рост вибрационных напряжений с увеличением скорости хода) находятся в качественном соответствии с наблюдаемыми при натурных испытаниях судов.

Основное содержание диссертационной работы опубликовано в следующих статьях:

1. Теоретическое исследование гидродинамических сил, действующих на тело, которое при своем движении пересекает свободную поверхность жидкости. В сб.: Мореходность и управляемость судов. Материалы по обмену опытом. Л., НТО Судпрома, 1968, вып. 105, стр. 5-13.
2. Исследование нелинейных гидродинамических сил, действующих на судно при его продольной качке. Труды ЦПИ им. акад. А.Н. Крылова, 1970, вып. 259, стр. 40-53.
3. Уточненный расчёт гидродинамических нагрузок, действующих на корпус движущегося на волнении судна. Тезисы докладов на XXIV Всесоюзной научно-технической конференции по теории корабля. (Крыловские чтения 1975 г.) Л., "Судостроение", 1975, стр. 109-110.