

И. В. Егiazаров

Расход влекомых потоком наносов

1. Введение

Движение наносов в естественных потоках и в гидросооружениях подвергается научному и техническому изучению с середины прошлого столетия и, особенно интенсивно, с 20-х годов XX века.

Отсутствие настоящей теории движения потока, несущего наносы, отсутствие даже неинтегрируемых дифференциальных уравнений такого потока, привело к большому числу разрозненных исследований, охватывающих отдельные узкие—частные случаи и не получивших достаточно широкого обобщения.

Для количественной характеристики влечения потоком наносов составлено большое число эмпирических формул, в известной степени противоречащих друг другу и приводящих к различным цифровым значениям.

Для этих формул характерно то, что авторы их в большинстве случаев претендуют на общее решение задачи, хотя бы и эмпирическое. За редкими исключениями, не разграничены зоны применимости тех или иных формул. Поэтому нельзя даже констатировать, что отдельные частные случаи, в строго указанных рамках, получили достаточно проверенное частное решение.

Такое положение объясняется чрезвычайной сложностью задачи и ее многогранностью.

Далеко не все вопросы гидравлики чистого потока, протекающего без наносов в жестком, неразмываемом русле, получили теоретическое разрешение. До сих пор еще нет теории сопротивления, оказываемого жестким руслом турбулентному потоку; только ламинарный поток освещен теоретически. Тем более сложен вопрос движения потока в размываемом русле, а следовательно и потока, перемещающего наносы.

В настоящей работе остановимся на задаче влечения наносов независимо от ранее проведенных исследований, с попыткой охватить широкий диапазон влечения таких фракций от мелких до крупных, которые обтекаются по квадратичному закону.

Как будет видно ниже, наличие взвешенных наносов в потоке может заметно влиять на перемещение донных наносов, если кон-

центрация взвеси способна заметно влиять на удельный вес жидкости.

Большие трудности, встреченные на пути решения поставленной задачи, объясняются и тем, что непосредственные измерения расхода влекомых потоком наносов в природе, на реках и потоках, не дали до сих пор достоверных результатов, в особенности для крупных наносов, и все предложенные до сих пор формулы основаны на лабораторных опытах в лотках. Но даже опыты в лотках дают очень большой разброс точек и поэтому необходимо привлечение к исследованию очень большого числа опытов и специальная их обработка, чтобы можно было хотя бы с некоторой уверенностью предлагать количественную связь между факторами, характеризующими расход влекомых потоком наносов.

Необходимо дать более или менее уверенную возможность перехода от результатов опыта в лотке, к влечению в широком естественном русле. На явление влечения наносов в лотке или узком и глубоком канале влияют боковые стенки, отвлекая часть жидкого расхода для преодоления сопротивления стенок.

Этот вопрос получил в литературе некоторое освещение [1, 2, 3, 4, 5, 9], но предложенные решения несколько расходятся и, хотя опираются на логические рассуждения, не были подвергнуты специальной опытной проверке. Только Цюрихская лаборатория обрабатывала свои опыты с попыткой исключить влияние стенок.

Вопросу моделируемости явления и, следовательно, возможности переноса результатов лабораторного исследования на природу уделила внимание Цюрихская Гидролаборатория [6] установив, что для условий проведенного опыта и в пределах крупностей исследованных фракций (для фракции средней крупности до 28,6 мм) явление моделируется по Фроуду. Но для определения моделируемости этого недостаточно.

Шоклич [7], не дав анализа моделируемости и не дав перехода от условий лотка с влиянием стенок к натуре, необоснованно дает пример расчета расхода влекомых наносов для Дуная у Вены при эквивалентной крупности наносов, равной 7 мм. Вместе с тем, предложенная им в 1934 г. формула, использованная для этих расчетов, получена из опытов в лотке с крупностями от 0,3 до 5 мм (но в основном по более мелким из этих фракций).

Подбор самой зависимости для расхода влекомых потоком наносов большинством исследователей, кроме Гончарова [8] и Шильдса [2], носит произвольный, чисто эмпирический характер.

Х. А. Эйнштейн [9] сделал попытку теоретического определения структуры формулы для расхода влекомых наносов, с определением числовых постоянных коэффициентов эмпирически, по Цюрихским опытам; но Эйнштейн дал такую необоснованную и искусственно построенную теорию, что она не может служить основой для по-

лучения искомой зависимости. Кроме того, предложенная им зависимость необоснованно сложна.

Гончаров, основываясь на своих многочисленных, прекрасно поставленных опытах, дает, исходя из теоретических положений, формулу расхода влекомых потоком наносов. Эта формула выражена через скорость продольного перемещения наносов и через коэффициент сплошности движения, который, в свою очередь, выражен через отношение средней скорости потока к непередвигающей наносы скорости. Числовые постоянные коэффициенты для отдельных составных частей формулы определены эмпирически по точкам опыта.

Гончаров отмечает необходимость учета влияния стенок лотка, если $\frac{h}{b} > 0,15$, но не вводит этого влияния в свои расчеты [8, стр. 223] и не делает попыток моделировать явление и проверить, удовлетворяет ли полученная им формула законам подобия.

Ни один из исследователей не связал расход влекомых потоком наносов с состоянием турбулентного потока непосредственно у дна русла. Даже Шильде, давший чрезвычайно интересное освещение вопроса о связи состояния турбулентного потока в придонном слое с значением критической влекущей силы, не распространил этот анализ на транспорт донных наносов. Хотя Шильде снабдил предложенную им зависимость для расхода влекомых наносов целым рядом замечаний и оговорок, все же никак не отметил, что должна существовать связь между состоянием придонного слоя, крупностью фракций и расходом влекомых наносов.

2. Связь состояния турбулентного потока в придонном слое с оказываемым потоку сопротивлением и влияние на расход влекомых потоком наносов

Эту связь нужно искать не по методам старой, эмпирической гидравлики, а пользуясь методами современной гидравлики, создающей теоретические зависимости, основанные на теории размерностей и теории подобия. Эмпирически определяются только постоянные числовые коэффициенты таких связей.

Теория турбулентного потока при гладких стенках вводит в рассмотрение придонный ламинарный слой, с большим градиентом скоростей, турбулентное ядро с квадратичным законом сопротивлений и промежуточный, переходный слой, для которого сопротивление не квадратично и где молекулярная вязкость еще продолжает оказывать влияние.

При переходе к шероховатым стенкам с выступом шероховатости d , многочисленные исследования показали, что нет резкой границы между турбулентным квадратичным ядром и ламинарным подслоем. Напряжение от молекулярной вязкости

$$\tau_{\mu} = \mu \frac{du}{dy}$$

все время убывает с удалением от стенки.

Установить границу ламинарного подслоя можно, исходя из условия постоянства отношения полного напряжения трения у поверхности τ_0 к напряжению молекулярного трения у внешней границы ламинарного слоя τ_{μ} .

По Никурадзе число Рейнольдса для ламинарного слоя равно:

$$Re_* = \frac{U_* \delta}{\nu} = 11,6 \quad (1)$$

Переход от чисто ламинарной зоны соответствует значению

$Re_* = \frac{U_* d}{\nu} = 4$, т. е. переходный режим наступает тогда, когда высота бугорков шероховатости:

$$d > \frac{4}{11,6} \delta \cong \frac{\delta}{3} \quad (2)$$

Так как квадратичный режим получается при $Re_* \cong 60$, то для перехода от переходного режима к квадратичному получается

$$d \cong \frac{63,5}{11,6} \delta = 5 \delta \quad (4)$$

Таким образом, при $d < \frac{\delta}{3}$ получается безотрывное плавное обтекание бугорков шероховатости и коэффициент сопротивления $\lambda = f(Re_*)$.

$$\text{При } \quad 5\delta > d > \frac{\delta}{3} \quad (3)$$

кроме плавного обтекания имеет место отрыв струй и вихреобразование. Для этого режима $\lambda = f\left(\frac{R}{d}, Re_*\right)$.

При $d > 5\delta$ все обтекание происходит со срывом и вихреобразованием и для этого режима $\lambda = f\left(\frac{R}{d}\right)$, т. е. зависит только от относительной шероховатости.

Этой структуре потока должны соответствовать явления, связанные с движением и расходом влекомого потоком наносов, так как они проходят в придонном и близлежащих слоях потока. Следовательно и критическая сила влечения и расход влекомого наносов должны получать другое качество, а не только количество, в зоне $d < \frac{\delta}{3}$, в зоне $(5\delta > d > \frac{\delta}{3})$ и в зоне $d > 5\delta$.

Только Шильдс [2] связал критическую силу влечения с влия-

нием этих трех зон, но не распространил это же влияние на расход влекомых наносов, дав для этого расхода одну общую зависимость для всех фракций. Индри [10], показав по опытам Крей'а [11] и по опытам Крамера [12], что обычные точки для критической силы влечения ложатся на разные зависимости, все же, используя все ему известные опыты, постарался дать единую зависимость критической силы влечения для всех фракций и не обратил внимания на то, что в построенных им зависимостях, для малых значений крупности зерен d , опытные точки отходят влево от прямой, отметив, как достижение, получение единой зависимости.

В более старой работе [13] Индри очень четко показал расхождение опытных точек для критической силы влечения при разных фракциях.

Проверяя эмпирическую зависимость, данную Цюрихской Лабораторией для расхода влекомых потоком наносов и нанося опытные точки Лаборатории USWES [14], Индри [10], не смущаясь, нанес результаты, относящиеся к мелким фракциям от $d=0,2$ до $0,6$ мм, на зависимость, эмпирически полученную Мейерпетером, оговоренную для фракций от 5 до $28,6$ мм, опуская те точки USWES, которые относились к $d=4$ мм и, следовательно, единственно могли подходить для сопоставления.

Эйнштейн, сгруппировав точки Цюрихской Лаборатории в соответствии с предложенной им сложной зависимостью, о которой уже было сказано выше, также получил расхождение для точек, соответствующих мелким фракциям. Он делает попытку определить причину [9, стр. 570] и отмечает, что проверка связи с Re_* , или что то же $\frac{d}{\delta}$, не дала результатов; каждый размер зерна в этой области следует своей отдельной кривой.

Такое отсутствие связи объясняется тем, что Эйнштейн ищет коррективы для мелких фракций, по своей зависимости, которая никак не может быть положена в основу такого сопоставления (см. выше).

На то обстоятельство, что зависимость Эйнштейна не применима для малых размеров частиц, указывает М. А. Великанов [15], внесший в проблему движения наносов много ясности своими работами и критическим анализом, изложенным в трех фундаментальных работах, изданных им за последние три года.

Необходимость делить фракции на две категории, больше и меньше $1-2$ мм, была отмечена еще Крей'ем в результате большого опыта наблюдений, но без обоснования. Такая необходимость была отмечена автором [16, 17] также в результате наблюдений на моделях и в лотках, хотя также без обоснования, но была более четко выявлена и связана с гидравликой турбулентного потока в 1948 г. [19] в связи с изложением теории моделирования дюнных наносов, влекомых горными потоками.

Для того, чтобы показать влияние трех режимов на расход влекомых потоком наносов, автор использовал все заслуживающие доверия опыты, проведенные как в СССР, так и за границей.

Постановка опытов по определению расхода влекомых наносов значительно труднее, чем опыты с критической влекущей силой и поэтому этих опытов значительно меньше, чем по критической влекущей силе или по начальным скоростям влечения. Все же таких опытов удалось собрать больше трехсот.

На фиг. 1 представлена зависимость, построенная в безразмерных координатах, на которой изображено содержание донных наносов в потоке ($\frac{P''}{i^{1/2}}$) в функции от избыточной силы влечения $\frac{S-S_0}{S_0}$.

Как видно, точки, относящиеся к фракциям меньше 1,5 мм, если отношение $\frac{d}{\delta}$ падает ниже 5, дают резко уменьшенное (до несколько раз) содержание донных наносов по сравнению с точками, относящимися к большим значениям $\frac{d}{\delta}$ и, следовательно, к большим значениям d .

Так как для режимов, соответствующих естественным водоточкам δ получает более низкие значения, чем для опытов в лотках, то крупности фракций, которые относятся к зоне квадратичного обтекания, охватывают относительно очень большой диапазон размеров зерна. При $\delta=0,1$ переход к уверенному квадратичному обтеканию определяется величиной $d=5,0,1=0,5$ мм, разумеется при условии, что сам поток лежит определенно в квадратичной зоне. Для горных потоков с большими уклонами эта величина соответственно еще меньше.

Таким образом, если рассматривать предельные условия влечения и расход влекомых наносов, то можно предложить новое деление всех возможных фракций донных наносов:

а) мельчайшие фракции, если эти фракции не находятся во взвешенном состоянии, с крупностью

$$d < \frac{\delta}{3}$$

б) фракции размерами $5\delta > d > \frac{\delta}{3}$,

если эти фракции не взвешиваются;

в) фракции размерами

$$d > 5\delta, \text{ вплоть до валунов и камней.}$$

Если учесть, что большая часть мелких фракций взвешивается, то на долю группы (б) обычно окажется приходящим небольшой диапазон фракций (обычно меньше 1—1,5 мм). На долю группы (в) приходится огромный диапазон фракций примерно от 1—1,5 м и до валунов и камней.

Поэтому для естественных потоков особенно существенно по-

лучить расчетную зависимость для расхода донных наносов группы (в), для которой обтекание зерен протекает в условиях существования квадратичного закона сопротивления.

Следовательно, необходимо констатировать изменение качества самого явления транспорта влекомых наносов при переходе от фракций, обтекаемых по квадратичному закону к переходной зоне обтекания и принципиальную неправильность искать общую теоретическую или эмпирическую зависимость для всех фракций, влекомых потоком наносов.

В пределах самой квадратичной зоны обтекания нет изменения качества явления; изменения только количественные. Поэтому правильно построенная формула расхода влекомых наносов должна быть общей для всех фракций, если $d > 5\delta$.

Основной задачей настоящей работы, кроме установления уже изложенного положения, определяющего изменения качества транспорта наносов, является нахождение расчетной зависимости общей для всех фракций при квадратичном обтекании.

М. А. Великанов в труде, изданном в 1949 году [15, стр. 287], говоря о формулах для расчета расхода влекомых потоком наносов, пишет:

„Мы привели свыше десятка формул, относящихся к вычислению по ним одной и той же физической величины, но имеющих различный вид и даже структуру. Все эти формулы имеют по большей части уже историческое значение; но мы сочли полезным дать их в критическом изложении просто для того, чтобы читатель мог видеть, сколь разнообразно и многозначно истолковывается эксперимент, если постановкой его не руководит физическая теория. Экспериментальный материал у многих из перечисленных авторов был не плохой, хотя и грубый, что при измерениях наносов почти что неизбежно; но самые формулы, за немногими исключениями, ценности почти не имеют“.

Отсутствие строгой теории транспорта наносов и даже дифференциальных уравнений такого движения потока требует для решения задачи такой группировки всех многочисленных, влияющих на явление факторов, чтобы они образовали два безразмерных комплекса, которые должны быть получены на базе теоретических соображений. Связь между этими критериальными комплексами должна определиться по данным эксперимента.

Перейдем к установлению вида этих комплексов.

3. Связь расхода влекомых потоком наносов с характеристиками потока и зерна для режимов квадратичного обтекания зерна

Требуется определить значение переменного расхода влекомых потоком наносов g'' на единицу ширины потока в весовых единицах под водой.

Если обозначить через g' расход влекомых наносов на единицу ширины в объемных единицах, то g —расход влекомых наносов на единицу ширины в воздухе, в весовых единицах будет равен $g = g' \gamma_n$, а расход влекомых наносов в весовых единицах под водой будет равен:

$$g'' = g' (\gamma_n - \gamma),$$

где γ_n — удельный вес наносов,

γ — удельный вес жидкости.

Необходимо установить связь между искомой величиной и факторами, влияющими на явление в безразмерных комплексах, что обеспечит моделируемость этой связи и одновременно приведет к получению критерий подобия. Поэтому вводим безразмерный комплекс

$$\frac{g''}{\gamma q'_{\text{на}}} = p'', \quad (5)$$

где p'' — относительное содержание влекомых наносов в весовых единицах, а

q' — расход жидкости на единицу ширины в объемных единицах. Таким образом, $\gamma q'$ — расход воды в весовых единицах и весь комплекс безразмерен.

Этот комплекс $p'' = \frac{g''}{\gamma q'}$ отражает влияние силы тяжести на

рассматриваемое явление и удовлетворяет критерию тяжести (Fr) для жидкого потока и критерию тяжести для твердого потока, так как представляет отношение этих критериев для твердого и жидкого потоков. Таким образом, кроме обычного критерия тяжести Fr для жидкой фазы потока вводится новое понятие критерия тяжести для потока донных наносов, причем

критерий для потока
донных наносов

$$= \frac{g''}{\gamma q'_{\text{волн}}} = p''_{\text{волн}}$$

где $q'_{\text{волн}}$ — удельный расход воды при критической волновой скорости и глубине потока, соответствующей удельному расходу воды q' .

Обычный критерий Fr для жидкой фазы равен

$$Fr = \frac{\gamma q'}{\gamma q'_{\text{волн}}} = \frac{Rv}{R\sqrt{gR}} = \frac{v}{\sqrt{gR}}$$

Отношение обоих критериев и является искомым удельным содержанием влекомых потоком наносов и одновременно критерием, который назовем критерием расхода или транспорта наносов

$$p'' = \frac{g''}{\gamma q'}$$

Для этого комплекса будем искать его зависимость от факторов, характеризующих поток и зерно, объединяя эти факторы также в безразмерные комплексы.

Опытом установлено, что для того, чтобы началось перемещение влекомых наносов, необходимо создать некоторое начальное касательное напряжение $\tau_0 > 0$, равное начальной или критической влекущей силе S_0 . Следовательно с перемещением наносов и с расходом наносов следует связать не полную влекущую силу S , а её избыток $(S - S_0)$.

Этой начальной влекущей силе соответствует некоторая начальная скорость v_0 , а следовательно, с расходом наносов связана не скорость v , а избыток скорости $(v - v_0)$. Этим же начальным условиям соответствует начальный расход воды q_0 и, следовательно, с расходом наносов связан не расход q' , а его избыток $(q' - q'_0)$.

Можно непосредственно рассматривать безразмерный комплекс $\frac{S - S_0}{S_0}$, дающий относительный избыток влекущей силы, исходя из физики явления; но можно ввести комплекс $\frac{S}{S_0}$. В первом случае опытные точки дают зависимость между рассматриваемыми комплексами, проходящую через начало координат; во втором случае эта зависимость проходит на оси $\frac{S}{S_0}$ через точку $\frac{S}{S_0} = 1$ (см. фиг. 1 и 2).

Кроме зависимости от избытка влекущей силы, который должен быть представлен в безразмерном виде, т. е. в виде отношения $\frac{S - S_0}{S_0}$, на перемещение, а следовательно и на расход наносов должны влиять: скоростной режим потока и шероховатость, которые в безразмерном виде могут быть выражены уклоном трения $i_{тр} = \frac{v^2}{C^2 R}$.

Следовательно можно искомую зависимость представить так:

$$p^* = \frac{q'}{q'_0} = \varphi \left(\frac{S - S_0}{S_0}, i \right) \quad (6)$$

Уравнение (6) можно представить и так:

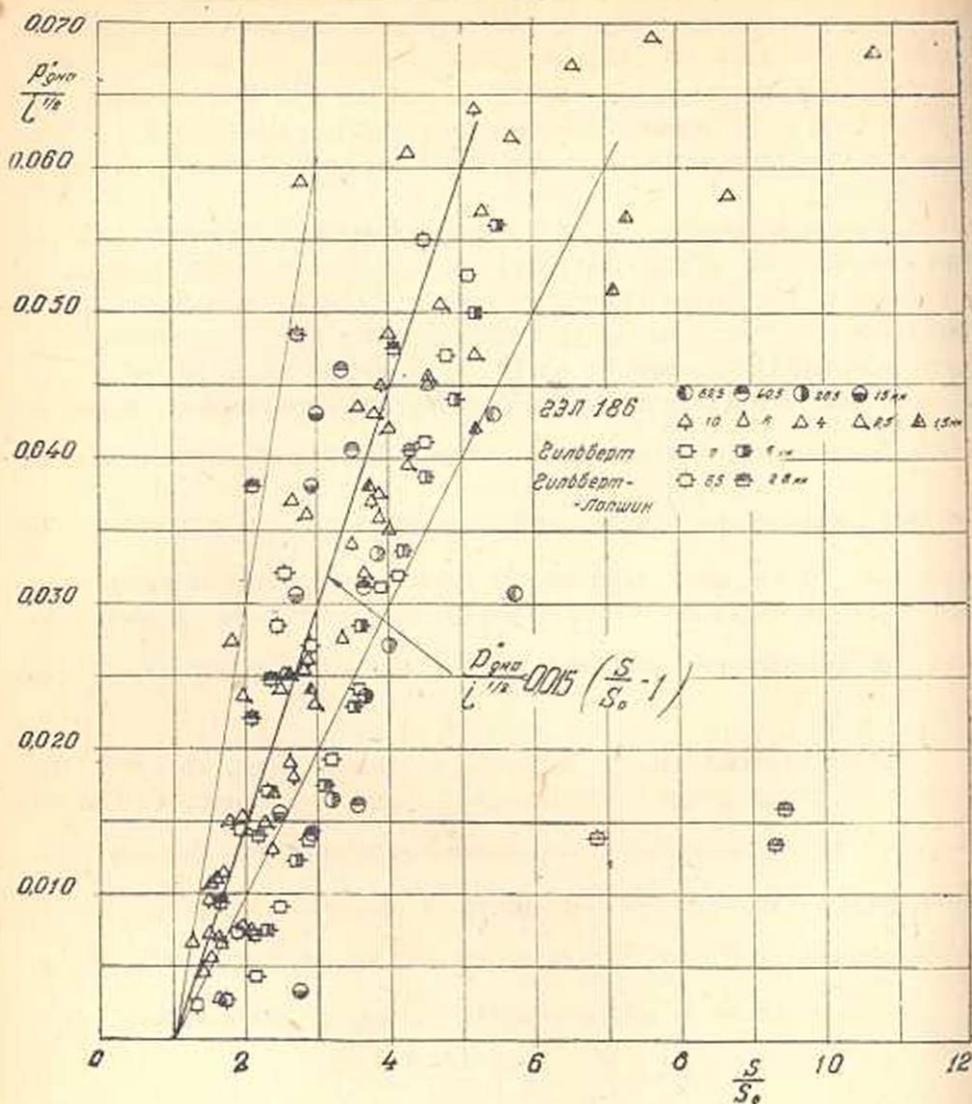
$$\varphi(p^*, i, \text{Вл}) = 0, \quad (7)$$

где $\text{Вл} = \frac{S - S_0}{S_0}$ назовем критерием влечения.

Для частного случая потока, текущего в жестком русле, без наносов, автором [18] было получено для случая неустановившегося движения, исходя, с одной стороны, из дифференциальных уравнений такого движения, с другой стороны, исходя из положений теории размерностей, критериальное уравнение:

$$\varphi(\text{Fr}, \text{Str}, i) = 0, \quad (8)$$

где Fr — число или критерий Фроуда, учитывающий влияние силы тяжести,



Фиг. 2. Зависимость $\frac{p''}{i^{1/2}} = \varphi \left(\frac{S}{S_0} \right)$ для крупных фракций — квадратичное обтекание.

Str — число или критерий Струхала, учитывающий влияние изменяемости явления во времени,
 i — критерий трения.

Для частного случая установившегося движения уравнение (8) упрощается и приводится к виду:

$$\varphi(\text{Fr}, i) = 0 \quad (9)$$

Следовательно, при установившемся движении и при отсутствии наносов ур. (9) приводит к двум критериям:

$$Fr = \frac{v^2}{gR} = \text{idem} \text{ и } i_{тр} = \frac{v^2}{C^2 R} = \text{idem}$$

и след. $\frac{v^2}{gR} = \varphi(i)$

или $v^2 = gR \varphi(i)$ (10)

С другой стороны, для потока без наносов и равномерного турбулентного движения эта связь нам известна и дается уравнением Шези:

$$v = C\sqrt{Ri}$$

Таким образом, критерий Фроуда и критерий трения связаны не линейно, и можно написать:

$$\frac{v}{\sqrt{gR}} = k\sqrt{i} \quad (11)$$

Использование уравнения Шези позволяет упростить задачу нахождения связи между критерием расхода наносов p'' и критерием влечения Вл.

Полученная связь с уклоном трения ($i^{1/2}$) должна сохраниться и в уравнении (6); влияние же уклона на перемещение зерен наноса органически входит в критерий влечения Вл.

Действительно,

$$Вл = \frac{S - S_0}{S_0} = \frac{S}{S_0} \left(1 - \frac{S_0}{S} \right) = \frac{\gamma}{\gamma_n - \gamma} \cdot \frac{i}{i} \cdot \frac{R}{d} - 1, \quad (12)$$

т. е. состоит из произведения трех безразмерных отношений,

где $S = \gamma Ri$; $S_0 = i(\gamma_n - \gamma)d$; i — коэффициент трения; d — диаметр зерна.

Таким образом, наличие наносов в потоке требует введения в уравнения (8) и (9) одного дополнительного (сложного) критерия влечения Вл и замены критерия Fr более сложным критерием расхода наносов p'' .

Следовательно уравнение (6) можно переписать так:

$$\frac{q''}{\gamma q' i^{1/2}} = \frac{p''}{i^{1/2}} = \varphi(B_n) = \varphi\left(\frac{S - S_0}{S_0}\right) \quad (13)$$

Уравнение приведено к двум критериальным комплексам, зависимость между которыми нужно найти.

Дальше продвинуть настоящий анализ, пользуясь теорией подобия и методом размерностей — нельзя и, следовательно, вид функции φ должен быть определен по данным опыта; при этом результаты

опыта должны быть представлены в координатной системе, определяемой этими двумя безразмерными комплексами:

$$\frac{p''}{i^{1/2}} \quad \text{и} \quad \frac{S - S_0}{S_0}$$

В уравнении (13) представлен расход влекомого потока наносов в зависимости от следующих факторов:

$$q', R, i, \frac{R}{d}, d, \gamma_n, \gamma,$$

а следовательно и в зависимости от v .

Таким образом, для этого случая установившегося движения с обтеканием наносов по квадратичному режиму охвачены все действительно влияющие основные факторы. В зависимость не входят факторы, зависящие от сил поверхностного натяжения и факторы, определяющие сжимаемость жидкости (т. е. не введены критерии We и Ra). Сжимаемость капельной жидкости нужно вводить только при исследованиях, связанных с распространением гидравлического удара в трубах, т. е. если бы мы искали решение вопроса транспорта наносов в трубах при гидравлическом ударе; влияние поверхностного натяжения нужно было бы вводить при рассмотрении движения чрезвычайно мелких фракций на поверхности жидкости. Эти влияния не имеют значения для рассматриваемого нами вопроса.

4. Определение вида функции φ уравнения (13)

Отмеченные в §2 экспериментальные данные, представленные в безразмерной координатной системе на фиг. 1 и 2, позволили определить искомую связь между безразмерными комплексами

$$\frac{p''}{i^{1/2}} \quad \text{и} \quad \frac{S - S_0}{S_0}$$

$$\text{в уравнении} \quad \frac{p''}{i^{1/2}} = \frac{q''}{\gamma q' i^{1/2}} = \varphi \left(\frac{S - S_0}{S_0} \right) \quad (13)$$

Связь получилась линейная и безразмерный числовой коэффициент пропорциональности равен $K_1 = 0,015$ (предельное значение $K_1 = 0,030$), а искомое уравнение получает следующее выражение:

$$\frac{p''}{i^{1/2}} = \frac{q''}{\gamma q' i^{1/2}} = 0,015 \frac{S - S_0}{S_0} \quad (14)$$

Определение числового безразмерного коэффициента видно из фиг. 1 и 2, где все экспериментальные данные нанесены в системе координат:

$$\frac{p''}{i^{1/2}}, \frac{S - S_0}{S_0} \quad \text{и} \quad \frac{p''}{i^{1/2}}, \frac{S}{S_0}$$

Разброс точек неизбежно очень большой, что соответствует самому характеру явления и невозможности, при движении крупных зерен наноса, обеспечить большую точность измерений съема наносов, тем более, что неизбежна пульсация расхода наносов во времени [17, стр. 97,98 и рис. 49—51] и образование гряд, а для мелких фракций песчаных волн.

Существенно то, что разброс точек не приводит к их сортировке по одному из факторов, входящих в состав предложенных комплексов, т. е. не приводит к расположению точек группами, например по крупности фракций или другому признаку; отсутствие сортировки экспериментальных точек подтверждает наличие искомой связи (см. также § 6).

Полученное уравнение (14) охватывает частный случай установившегося движения при квадратичном обтекании, но для этих условий оно является общим, так как полностью моделирует явление и применимо для любых, практически прямолинейных потоков, для любых размеров фракций (кроме обтекаемых неквадратично), если $\frac{R}{d} > 5^*$;

применимо при условии движения, близкого к равномерному, а также применимо для жидкости любого удельного веса, за исключением структурных жидкостей, когда качество жидкости меняется и появляются новые физические константы, характеризующие новое качество состояния жидкой массы, не учтенное в нашем анализе.

Влияние вертикальных стенок лотка исключено, так как все экспериментальные точки фиг. 1 и 2 пересчитаны для бесконечно широкого потока по методу, который будет изложен особо.

Таким образом, установлен следующий закон расхода влекомых потоком наносов:

Содержание влекомых потоком наносов пропорционально отношению избытку силы влечения и корню квадратному из уклона потока, а расход влекомых потоком наносов пропорционален еще и весовому расходу жидкости потока.

Как будет видно ниже, этот же закон позволяет выразить расход влекомых наносов через избыточный расход жидкости потока и через избыточную скорость потока.

Следовательно, предложенное для расхода влекомых потоком наносов ур. (13) отличается тем, что построено на базе теоретических соображений и имеет определенный физический смысл.

Напишем уравнение (14) в явном виде, определяющем расход влекомых наносов по весу под водой:

* При $\frac{R}{d} < 5$ сопротивление русла растет быстрее, чем это определяется формулами для коэффициента сопротивления λ или для коэффициента Шези C .

$$g'' = k_i \gamma q' i^{1/2} \frac{S - S_0}{S_0} = \frac{k_i}{f} \gamma \frac{\gamma}{\gamma_n - \gamma} q' i^{1/2} \frac{R}{d} \left(1 - \frac{S_0}{S} \right) = \\ = K \gamma q' i^{1/2} \frac{\gamma}{\gamma_n - \gamma} \frac{R}{d} \left[1 - f \frac{\gamma_n - \gamma}{\gamma} \frac{d}{Ri} \right], \quad (15)$$

где $K = \frac{k_i}{f} = 0,5$ (предельное $K = 1,0$), если считать $f = 0,03$.*

Для расхода влекомых наносов по весу в воздухе получим:

$$g = g'' \frac{\gamma_n}{\gamma_n - \gamma} = K \gamma q' i^{1/2} \frac{\gamma}{\gamma_n - \gamma} \frac{\gamma_n}{\gamma_n - \gamma} \frac{R}{d} \left[1 - f \frac{\gamma_n - \gamma}{\gamma} \frac{d}{Ri} \right] \quad (16)$$

Для начального влечения, когда $S = S_0$ и, следовательно, g'' и g равны 0, выражение в скобке должно равняться 0, следовательно, эти начальные условия определяются уравнением

$$\frac{d}{Ri} f \frac{\gamma_n - \gamma}{\gamma} = 1 \quad (17)$$

и наибольшая фракция начального влечения определится размером

$$d_{\max} = Ri \frac{\gamma}{f(\gamma_n - \gamma)} \quad (18)$$

Так как коэффициент трения по исследованиям Индри [10] определяется величиной $f = 0,030$,* то

$$d_{\max} = 33,3 Ri \frac{\gamma}{\gamma_n - \gamma} \quad (19)$$

и для обычных наносов, т. е. при $\gamma_n = 2,65$ и малой мутности потока, т. е. при $\gamma = 1,0$

$$d_{\max} \approx 20 Ri$$

что, например при уклоне потока $i = 0,010$ и $R = 2,0$ м определяет предельное значение $d_{\max} = 0,4$ м.

Для этих же условий и при $d_{\text{ср}} = 0,2$ м получим по ур. (15)

$$p'' = \frac{g''}{\gamma q'} = K \frac{0,001 \cdot 10}{1,65} (1 - 0,05 \cdot 10) = 0,003 K, \text{ или } 3,0 \text{ кг/м}^3, \text{ если } K = 1.*$$

Если поток, помимо влекомых наносов несет в значительном количестве взвешенные наносы, то расчет необходимо вести по приведенным выше формулам, с учетом того обстоятельства, что $\gamma > 1$.

Если, для примера, принять случай, когда концентрация муты настолько велика, что $\gamma = 1,4$, то максимальная фракция начального влечения по ур. (18)

* При больших числах Рейнольдса $f = 0,06$ и $K = 0,25$ и $0,5$.

$$d_{\max} = 33,6 \cdot \frac{1,4}{2,65-1,4} Ri = 37,7 Ri,$$

что при $R=2$ м и $i=0,010$ дает

$$d_{\max} = 0,75 \text{ м, т. е. почти вдвое больше, чем при } \gamma=1,0.$$

При этих условиях, при $d_{\text{кр.}}=0,2$ м получим по ур. (15) $\rho''=K \cdot 8,15 \text{ кг/м}^3$ по весу в воде, т. е. почти в три раза больше предыдущего случая, когда $\gamma=1,0$.

Следовательно, поток с большой концентрацией взвешенных фракций может перемещать влекомые наносы значительно больших размеров, чем поток с малой концентрацией взвеси, и приводит к значительно большему расходу влекомых потоком наносов.

Рассмотренный в качестве примера поток с $\gamma=1,40$ отвечает концентрации взвеси $x=24\%$.

5 Зависимость расхода влекомых потоком наносов, выраженная через $(v-v_0)$ или $(q'-q'_0)$

Уравнения (15) и (16) дают выражение расхода влекомых наносов в зависимости от полного расхода воды q' , от i , от относительной шероховатости, выраженной через $\frac{R}{d}$, от R , d , γ_n и γ .

Если искать зависимость от $(q'-q'_0)$, то ур. (13) следует написать так:

$$\frac{g''}{\gamma(q'-q'_0)^{1/2}} = \varphi \left(\frac{S}{S_0} \right).$$

Здесь входит отношение $\frac{S}{S_0}$, так как влияние избыточного влечения определяется введением $(q'-q'_0)$ вместо q' ; безразмерность первого комплекса не меняется; второй комплекс также безразмерен.

В соответствии с предыдущим и здесь должна получиться линейная связь между первым и вторым безразмерными комплексами, т. е.

$$g'' = k_2 \gamma^{1/2} \frac{S}{S_0} (q'-q'_0) = \frac{k_2}{i} \gamma \frac{\gamma}{\gamma_n - \gamma} q' i^{1/2} \frac{R}{d} \left(1 - \frac{q'_0}{q'} \right) \quad (20)$$

Получено то же уравнение (15) с той разницей, что в скобку, вместо отношения $\frac{S_0}{S}$, входит отношение $\frac{q'_0}{q'}$, выраженное через критический (или начальный) расход влечения q'_0 .

Если искать зависимость от $(v-v_0)$, то уравнение (13) напишется так:

$$\frac{q''}{\gamma(v-v_0)Ri^{1/2}} = \varphi\left(\frac{S}{S_0}\right);$$

безразмерность сохраняется.

Следовательно,

$$q'' = k_2 \gamma Ri^{1/2} \frac{S}{S_0} (v - v_0) = \frac{k_2}{f} \gamma \frac{\gamma}{\gamma_n - \gamma} q' i^{1/2} \frac{R}{d} \left(1 - \frac{v_0}{v}\right) \quad (21)$$

Уравнения [15], [20] и [21] совершенно аналогичны и поэтому нужно пользоваться тем из них, для которого с большей точностью известны факторы, влияющие на расход наносов.

6. Характеристика использованных экспериментов и особенности их обработки

Для определения вида зависимости (13) были использованы многочисленные опыты Гидроэлектрической лаборатории [20], проведенные под руководством проф. В. Н. Гончарова, Г. Н. Лапшиным и В. В. Роборовской в лотке шириной 0,2 м с крупностью фракций до 75 мм, опыты Гильберта [21] (Берклейская лаборатория), проведенные в лотке шириной 0,2 и 0,4 м при крупности фракций 7 и 5 мм; осредненные (объединенные) опыты Лапшина и Гильберта (опубликованные Гончаровым) [8], проведенные в лотках шириной 0,3 и 0,325 м, опыты А. М. Мухамедова [22] (Лаборатория Узбекской Акад. Наук) для смеси, проведенные в лотке шириной 0,5 м, опыты Казея [23] (Берлинская Лаборатория), опыты американской лаборатории USWES [14] для мелких фракций, проведенные в лотке шириной 0,7 и 0,74 м.

Все результаты опытов приведены к широкому потоку, т. е. исключено влияние стенок, что не было сделано ни одним из названных экспериментаторов. Определены $R_{\text{днз}}$ и $i_{\text{днз}}$. Расход влекомого потоком наносов принят по весу в воде.

Опыты Цюрихской лаборатории не могли быть использованы, так как они даны для размерных комплексов $\frac{q^2/i}{d}$ и $\frac{q^{1/2}}{d}$; выделить из этих комплексов отдельные факторы для составления предлагаемых настоящей работой комплексов, невозможно.

Все же для сопоставления с опытами Цюрихской лаборатории, которая единственная обрабатывала опыты с учетом влияния стенок лотка, на фиг. 3, в эмпирической комплексной координатной системе $\frac{q^2/i}{d}$ и $\frac{q^{1/2}}{d}$, принятой Мейерпетером, показаны точки экспериментов

этой лаборатории, экспериментов Гильберта и Гидроэлектрической лаборатории, а также результаты осреднения и объединения опытов Гильберта-Лапшина, проведенные В. Н. Гончаровым.

На фиг. 3 видно, что полученная Цюрихской лабораторией зависимость

$$\frac{q^{2/3} i}{d} = 17 + 0,525 \frac{g^{7/3}}{d} \quad (22)$$

удовлетворяет только опытам с фракциями от 5 до 28 мм (на основании которых и была построена эта эмпирическая зависимость). Новые точки, нанесенные на этот график для фракций, лежащих в тех же пределах, подтвердили зависимость и показали, что приведение результатов эксперимента к широкому потоку дает примерно одинаковые результаты как по методу Цюрихской лаборатории, так и по методу автора. Но точки, относящиеся к фракциям большим и меньшим чем те, на основании которых построена зависимость, резко разошлись, и притом дали большой разброс, но с сортировкой точек по фракциям. Такой сортировки нет на графиках фиг. 1 и 2.

Сортировка точек показывает, что зависимость чисто эмпирическая, может быть принята только для отмеченного диапазона фракций и не моделирует явление.

То обстоятельство, что использованные размерные комплексы удовлетворяют критерию Fg , не означает, что формула может иметь универсальное применение, так как не удовлетворены критерии расхода наносов и влечения.

Произведенное нами приведение к безразмерному виду также показало сортировку точек по фракциям. Обобщение Цюрихской формулы на наносы резко различных удельных весов [6] привело эту лабораторию к искусственно построенной эмпирической зависимости, на которую точки этой лаборатории очень хорошо ложатся.

Эта зависимость имеет следующий вид [24]:

$$\frac{q^{2/3} i}{d (\gamma_n - \gamma)^{10/9}} = 9,57 + 0,462 \frac{g^{7/3}}{d (\gamma_n - \gamma)^{7/9}}, \quad (23)$$

но она применима также только для фракций от 5 до 28 мм, и для этих фракций, при удельных весах наносов 1,25, 2,68 и 4,22 дает хорошо ложающиеся на прямую точки.

Современем, когда накопится еще больше экспериментальных данных, можно будет, в зависимости предложенной в настоящей статье, значение коэффициентов K , связывающих безразмерные комплексы расхода наносов и значение коэффициента трения i , уточнить.

Значением $K=1$ нужно пользоваться в тех случаях, когда необходимо определить максимальный возможный расход донных наносов. Средним условиям с небольшим запасом соответствует значение $K=0,5$ (см. сноску на стр. 333).

На определение предельной передвигаемой крупности (см. § 5) величина коэффициента k_1 не влияет.

Гидроэлектрическая Лаборатория
Водно-энергетического Института
Академии Наук Армянской ССР.



ЛИТЕРАТУРА

1. *Einstein*—Der hydraulische oder Profil-Radius, Schweiz. Bauz. Bd. 103, № 8, 1934.
2. *Schiels*—Anwendung der Aehnlichkeits-mechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung. Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasser und Schiffbau. Heft 26, 1936. Berlin.
3. *Haywood*—Tr. A. S. C. E. 589—590, 1942.
4. *Johnson*—Tr. Am. Geoph. Union. Part VI, 909, 1944.
5. *Keulegan*—Laws of turbulent flow in open channels. Journal of Research, National Bureau of Standards. Vol. 21, № 6, December, 1938.
6. *Meyer-Peter, Favre, Einstein*—Neuere Versuchsergebnisse über den Geschiebetrieb Schweiz. Bauz. Bd. 103, № 13, 1934.
Meyer-Peter, Favre; Müller—Beitrag zur Berechnung der Geschiebebewegung, Schweiz. Bauz. Bd. 105, № 9—10, 1935.
Meyer-Peter, Hoeck, Müller—Beitrag der Versuchsanstalt für Wasserbau zur Lösung des Problems der Rheinregulierung. Schweiz. Bauz., Bd. 109, № 16—18, 1937.
7. *Schoklitsch*—Geschiebetrieb und Geschiebefracht. „Wasserkraft“ Heft 4, 1934.
8. *Гончаров*—Движение наносов. 1938. Ленинград.
9. *Einstein*—Formulas for the transportation of bed load. Tr. A. S. C. E. 561—597, 1942.
10. *Indri*—Il problema del trasporto solido ed i risultati di recenti ricerche. Energia Elettrica. 1941. Feb. Marzo, Apr.
11. *Krey*—Grenzen der Uebertragbarkeit der Versuchsergebnisse und Modellähnlichkeit bei praktischen Flussbauversuchen. Ztschr. für angewandte Mathematik und Mechanik, 1925.
12. *Kramer*—Modellgeschiebe und Schleppkraft. Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau. Heft 9, 1932. Berlin.
13. *Indri*—Sulla forza di trascinamento delle correnti liquide. Energia Elettrica. 1934, Dicembre.
14. Paper 17 of the U. S. Waterways Experiment Station 1935. Studies of river bed materials and their movement. Vicksburg.
15. *Великанов*—Динамика русловых потоков. Москва, 1949.
16. *Егизаров*—Известия ВНИИГ, т. 9, 1933.
17. *Егизаров*—Гидроэлектрические силовые установки. Ч. II, 1935. Ленинград.
18. *Егизаров*—Теория подобия и применение законов подобия к явлениям неустойчивости шестого движения. Изв. АН Арм. ССР, № 3, 1947.
19. *Егизаров*—Моделирование горных потоков, влещущих донные наносы. ДАН Арм. ССР, VIII, № 5, 1948.
20. Отчет Гидроэлектрической Лаборатории, № 186.
21. *Gilbert*—The transportation of debris by running Water. 1914, U. S. Geological Survey. Prof. paper 86. Washington.
22. *Мухамедов*—Гидравлический промыв верхних бьефов гидроузлов и головных участков каналов. Автореферат. Изд. АН Узбек. ССР, 1949.
23. *Casey*—Über Geschiebebewegung, Mitt. der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau. Heft 19, 1935. Berlin.
24. *Fabre*—Mesure des débits solides des cours d'eau. Annales des Ponts et Chaussées. Vol. 8, 1936.

Ի. Վ. Նդիագարյան

ՀՈՍԱՆՔՈՎ ՏԱՐՎՈՂ ՋՐԱԲԵՐՈՒԿՆԵՐԻ ԵԼՔԸ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հոսանքով տարվող ջրաբերուկների (հասակային) ելքը հաշվելու գոյություն ունեցող էմպիրիկական բանաձևերը, որոնք հիմնված են լաբորատորիական չափումների վրա և չեն ընդհանրացված նմանություն տեսության մեթոդներով, անթույլատրելի է կիրառել փորձով ընդգրկված տիրույթից դուրս եղած բնագավառում. հեռակայես այդ բանաձևերը ճիշտ չեն քննական հոսանքների համար:

Հիգրո-էլեկտրիկ լաբորատորիայի, Ուզբեկական Գիտությունների Ակադեմիայի լաբորատորիայի, Բերկլեյյան լաբորատորիայի, Բեռլինյան լաբորատորիայի, ամերիկական USWES լաբորատորիայի էքսպերիմենտները, հաշվի առնելով նաև լատվի պատերի աղդեցությունը, հատուկ մշակումով օդաազործելու հետևանքով, ցույց է տրված, որ $d < 5\delta$ ֆրակցիաների համար, այսինքն ոչ քառակուսային շրջանոսման դեպքում ($Re_* < 60$) սկզբունքորեն չի կարող ստացվել այնպիսի կախում, ինչպիսին է $d > 5\delta$ համար, այսինքն քառակուսային շրջանոսման դեպքում ($Re_* > 60$):

Re_* — Ռեյնոլդսի թիվն է, վերագրված հատիկին և շոշափող լարվածություն արագությունը $v_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}}$. δ — հատակամերձ լամինար շերտի հաստությունն է:

Չափում չունեցող $\frac{P''}{i^{1/2}}$ կոմպլեքսի կախումը չափում չունեցող $\frac{S-S_0}{S_0}$

կոմպլեքսից, կամ $\frac{S}{S_0}$ -ից, այսինքն P'' հոսանքով տարվող ջրաբերուկների պարունակության կախումը տանող ուժի հարաբերական հավելուրդից — ցույց է տալիս (ֆիգ. 1), որ $\frac{P''}{i^{1/2}}$ արժեքները $d < 1,5$ միլիմետր ֆրակցիաների համար խիստ տարբեր են $\frac{d}{\delta} < 5$ դեպքում, որն այդ մանր ֆրակցիաների համար հանդեպում է ջրաբերուկների շատ ավելի սրկաս ելքի Այդ հանգամանքի բացահայտումը հնարավոր եղավ շնորհիվ այն բանի, որ փորձից ստացված տվյալները ներկայացվեցին վերը նշված չափում չունեցող կոմպլեքսի կոորդինատային սխեմայով: Այդ պատճառով հետագայում քննություն է ենթարկվում տարվող բերվածքների ելքը $d = 1,5$ միլիմետր և ավելի ֆրակցիաների համար, ներառյալ գլաքարերը և քարերը, այսինքն քառակուսային շրջանոսման դեպքերի համար: Այդ պատճառով ճիշտ չի լինի նշված բանաձևերը կիրառել խոշորության լրիվ դիսպարսիանում, ներառյալ $d < 1$ միլիմետր ֆրակցիաները. հեռակայես հատիկի ոչ քառակուսային և քառակուսային կախումների միացումը ճիշտ չէ:

Նմանություն տեսության և չափումների տեսության օդաազործումով ցույց է տրված, որ երևույթը կախված է ջրաբերուկների ելքի չափում չունեցող հայտանիշից (ջրաբերուկների պարունակությունը) $\rho'' = \frac{q''}{\gamma q'}$ (որ-

տեղ g'' — տարվող ջրաբերուկների տեսակարար ելքն է ըստ ջրի մեջ ունեցած կշռի, q' — տեսակարար հեղուկ ելքի ծավալային արահայտությունը), $\frac{S-S_0}{S_0}$ — տարման հայտանիշից (որտեղ S_0 — տարման սկզբնական ս.ժ.ն է), i_{imp} նաև i_{imp} շփման հայտանիշից:

Ստացվում է հայտանշական հավասարում $\varphi\left(p'', i, \frac{S-S_0}{S_0}\right) = 0$, որը

կարելի է բերել $\varphi\left(\frac{p''}{i^{1/2}}, \frac{S-S_0}{S_0}\right) = 0$ տեսքի:

Չափում չունեցող երկու կոմպլեքսներ՝ $\frac{p''}{i^{1/2}}$ և $\frac{S-S_0}{S_0}$ միավորում են քառակուսային շրջանոսման դեպքում ջրաբերուկների հատակային շարժումը որոշող բոլոր ֆակտորները, այսինքն որոշում են g'' -ի կախումը $\gamma, i, R, \frac{R}{d}, d, \gamma_n, \gamma$ -ից (տես ստորև):

$\frac{p''}{i^{1/2}} = \varphi\left(\frac{S-S_0}{S_0}\right)$ կախումն ունիվերսալ է քառակուսային շրջանոսման համար, որովհետև երևույթը մոդելացվում է:

Կապի տեսակը որոշելու համար օգտագործված են վերը հիշված լաբորատորիաների 300-ից ավելի փորձերը, որոնք մշակված են, բերվելով չափում չունեցող երկու կոմպլեքսի (ֆիգ. 1 և 2): Փորձերը ցույց ավելցին գծային կապ, այսինքն հանդեցրին հետևյալ հավասարմանը՝

$$\frac{p''}{i^{1/2}} = 0.015 \frac{S-S_0}{S_0}$$

Թվային գործակցի միջին արժեքը՝ $K_1 = 0.015$, սահմանային արժեքը՝ $K_1 = 0.030$ (ֆիգ. 1 և 2):

Հոսանքով տարվող ջրաբերուկների համար կետերի սկզբունքորեն անխուսափելի ցրվածությունը գեպում չափում չունեցող բնարված կոմպլեքսների միջև կապն արահայտված է բավականին որոշակիորեն և ստացվում է գծային (ֆիգ. 2): Կետերի ցրվածությունը կապված է ավազային ալիքների և ակոսային երևույթների ու ջրաբերուկների ելքի պոլյացիայի հետ: Չափազանց կարևոր է այն հանդամանքը, որ բացակայում է կետերի տեսակավորում ըստ ներգործող ֆակտորներից սրևէ մեկի: Այդ ցույց է տալիս որոշիչ ֆակտորների ճիշտ բնարությունը և նրանց միավորումը չափում չունեցող երկու կոմպլեքսի մեջ:

Սահմանվում է հոսանքով տարվող ջրաբերուկների ելքի հետևյալ օրենքը. հասանելի տարվող ջրաբերուկների պարունակությունը համեմատական է տեղի ուժի հարաբերական հավելուրդին և շփման բերվածությունից բաժանելու արմատին:

Հետևապես հոսանքով տարվող ջրաբերուկների ելքի համար առաջադրված հավասարումը տարբերվում է նրանով, որ այն կազմված է տեսական դասողությունների հիման վրա և ունի ֆիզիկական որոշակի իմաստ:

Վերը նշված կապը բերում է հոսանքով տարվող ջրաբերուկների էլքի հեռեկալ բանաձևին՝ ըստ ջրի մեջ ունեցած կշռի.

$$g' = k_1 \gamma q' i^{3/2} \frac{S - S_0}{S_0} - K \gamma q' i^{3/2} \frac{\gamma}{\gamma_H - \gamma} \frac{R}{d} \left[1 - i \frac{\gamma_H - \gamma}{\gamma} \frac{d}{Ri} \right] \quad (1)$$

նույնն ըստ օգի մեջ ունեցած կշռի՝ $g = g'' \frac{\gamma_H}{\gamma_H - \gamma}$

Փորձից ստացված տվյալներով որոշված $k_1 = 0,015$ (սահմանային արժեքը $k_1 = 0,030$) և շփման գործակից $f = 0,030$ տալիս են $K = \frac{k_1}{f}$ համար $0,5$ արժեքը, սահմանայինը՝ $1,0$:

(1) բանաձևը թույլ է տալիս որոշել նաև ըստ խոշորություն սահմանային ֆրակցիա $d_{\text{макс}}$, քանի որ $g'' = 0$ դեպքում, գերայի է հավասարվում փակագծում եղած արտահայտությունը և

$$d_{\text{макс}} = \frac{1}{f} Ri \frac{\gamma}{\gamma_H - \gamma}$$

γ_H և γ — ջրաբերուկների և հեղուկ մասսայի տեսակարար կշիռներն են:

Գիրատելով հեղուկային ջրաքարային հոսանքին մոտ դեպքի համար $i = 0,010$, $R = 2$ մետրի դեպքում բանաձևը տալիս է $d = 0,4$ մետր, որը չի հակասում 1946 թ. 25/V Գետառի սելավային վարարման ժամանակ դիտվածին: Այդ պայմանների համար $d_{cp} = 0,2$ մետրի դեպքում տարվող ջրաբերուկների մաքսիմալ պարունակությունն ստացվում է հավասար 3 կգ/մ³ ըստ ջրի մեջ ունեցած կշռի, երբ $\frac{k_1}{f} = 1,0$:

(1) բանաձևի կիրառումը հոսանքով տարվող և կախված ջրաբերուկների համար ցույց է տալիս, որ նույն պայմաններում, ինչ որ վերը և հեղուկում կախվածքների 24% խտություն դեպքում, այսինքն $\gamma = 1,40$ դեպքում $d_{\text{макс}}$ մեծանում է մինչև $0,75$ մետրի, այսինքն համարյա երկու անգամ: Այդ դեպքում հոսանքով տարվող ջրաբերուկների սահմանային պարունակությունը մինչև $8,15$ կգ/մ³ է լինում, այսինքն համարյա երեք անգամ մեծանում է:

Այսպիսով հոսանքով տարվող ջրաբերուկների էլքի համար առաջարկված բանաձևը հնարավորություն է տալիս նաև հաշվի առնել կախվածքների պարունակության (խտություն) ազդեցությունը հոսանքով տարվող ջրաբերուկների էլքի վրա՝ ջրաբերուկների ամեն մի տեսակարար կշռի դեպքում:

$\frac{g''}{i^{3/2}} = \frac{g''}{\gamma q' i^{3/2}}$ կոմպլեքսում հեղուկ մասսայի էլքը q' փոխարինելով $(q' - q'_0)$ -ով, որակ q'_0 սկզբնական տարման էլքն է, g'' կարելի է արտահայտել $(q' - q'_0)$ -ի միջոցով: Այդ դեպքում բանաձևն ստանում է հետևյալ տեսքը.

$$g'' = \frac{k_2}{f} \gamma \frac{\gamma}{\gamma_H - \gamma} q' i^{3/2} \frac{R}{d} \left(1 - \frac{q'_0}{q} \right)$$

($q' - q'_0$) տարբերությունը փոխարինելով $R(v - v_0)$ -ով, բանաձևը կարելի է բերել նաև հետևյալ տեսքի.

$$g'' = \frac{k_a}{f} \gamma \frac{\gamma}{\gamma_u - \gamma} q' i^{3/2} \frac{R}{d} \left(1 - \frac{v_0}{v} \right)$$

ժամանակի ընթացքում, երբ կկուտակվեն էքսպերիմենտալ ալիքի շատ տվյալներ, կարելի կլինի ճշտել թվային գործակիցների արժեքները, նաև շիման գործակից i -ի արժեքը:

СТРОИТЕЛЬНАЯ МЕХАНИКА

Т. Т. Хачатурян

О динамическом расчете цилиндрических оболочек

Основные уравнения

Оси координат для цилиндрической оболочки расположим так: x —по образующей, y —по дуге круга, z —по внутренней нормали к поверхности оболочки. Начало координат поместим в одном из углов оболочки.

Обозначим:

R —радиус оболочки,

δ —ее толщина,

a —длина образующей,

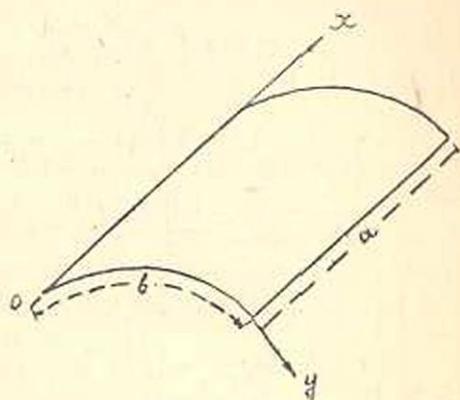
b —длина дуги круга,

μ —масса на единицу поверхности,

E —модуль Юнга,

σ —коэффициент Пуассона,

p —частота вынуждающей силы.



Черт. 1

$$D = \frac{E\delta^3}{12(1-\sigma^2)}; \quad B = \frac{E\delta}{1-\sigma^2} \quad 1.1$$

$X(x, y, t)$, $Y(x, y, t)$, $Z(x, y, t)$ —компоненты внешней периодической нагрузки, отнесенной к единице поверхности оболочки.

$$X(x, y, t) = X \sin(pt + \alpha)$$

$$Y(x, y, t) = Y \sin(pt + \alpha) \quad 1.2$$

$$Z(x, y, t) = Z \sin(pt + \alpha)$$

$U(x, y, t)$, $V(x, y, t)$, $W(x, y, t)$ —компоненты перемещения точки средней поверхности вдоль координатных осей x , y , z :

$$U(x, y, t) = u \sin(pt + \alpha)$$

$$V(x, y, t) = v \sin(pt + \alpha) \quad 1.3$$

$$W(x, y, t) = w \sin(pt + \alpha)$$

u , v , w , а также X, Y, Z зависят только от координат x, y .

В соответствии с технической теорией оболочек, предложенной В. З. Власовым [1], из условий равновесия элемента оболочки получим следующие дифференциальные уравнения:

$$\begin{aligned} & \left(\partial_1^2 + \frac{1-\sigma}{2} \partial_2^2 + \vartheta \right) u + \frac{1+\sigma}{2} \partial_1 \partial_2 v - \frac{\sigma}{R} \partial_1 w = -\frac{X}{B} \\ & \frac{1+\sigma}{2} \partial_1 \partial_2 u + \left(\partial_2^2 + \frac{1-\sigma}{2} \partial_1^2 + \vartheta \right) v - \frac{1}{R} \partial_2 w = -\frac{Y}{B} \quad 1.4 \\ & -\frac{\sigma}{R} \partial_1 u - \frac{1}{R} \partial_2 v + \left(\frac{\partial^2}{12} \Delta^4 + \frac{1}{R^2} - \vartheta \right) w = \frac{Z}{B}, \end{aligned}$$

где: $\partial_1 = \frac{\partial}{\partial x}; \quad \partial_2 = \frac{\partial}{\partial y} \quad \vartheta = \mu \frac{\rho^2}{B}$

$$\Delta^4 = \partial_1^4 + 2\vartheta \partial_1 \partial_2^2 + \partial_2^4 \quad 1.5$$

Усилия T_1, T_2, S и моменты M_1, M_2, H определяются по следующим формулам:

$$\begin{aligned} T_1 &= B \left(\partial_1 u + \sigma \partial_2 v - \frac{\sigma}{R} w \right) \sin(pt + \alpha) \\ T_2 &= B \left(\partial_2 v - \frac{1}{R} w + \sigma \partial_1 u \right) \sin(pt + \alpha) \quad 1.6 \end{aligned}$$

$$S = \frac{1-\sigma}{2} B (\partial_2 u + \partial_1 v) \sin(pt + \alpha)$$

$$M_1 = -D \left(\partial_1^2 w + \sigma \partial_2^2 w \right) \sin(pt + \alpha)$$

$$M_2 = -D \left(\partial_2^2 w + \sigma \partial_1^2 w \right) \sin(pt + \alpha)$$

$$H = -(1-\sigma) D \partial_1 \partial_2 w \sin(pt + \alpha) \quad 1.7$$

Задача приводится к определению u, v, w из уравнений (1.4), после чего перемещения, усилия и моменты в оболочке соответственно будут определяться из (1.3), (1.6) и (1.7).

В том случае, когда $X=Y=0$, первым двум уравнениям (1.4) можно удовлетворить, полагая

$$\begin{aligned} u &= \frac{\partial_1}{R} \left\{ \sigma \vartheta - \frac{1-\sigma}{2} \left[\Delta^2 - (1+\sigma) \partial_1^2 \right] \right\} \varphi \\ v &= \frac{\partial_2}{R} \left\{ \vartheta + \frac{1-\sigma}{2} \left[\Delta^2 + (1+\sigma) \partial_1^2 \right] \right\} \varphi \quad 1.8 \\ w &= (\Delta^2 + \vartheta) \left(\frac{1-\sigma}{2} \Delta^2 + \vartheta \right) \varphi \end{aligned}$$

Последнее из уравнений (1.4), при этом приведет к следующему виду:

$$(A - A_1 \vartheta + A_2 \vartheta^2 - \vartheta^3) \varphi = \frac{Z}{B} \quad 1.9$$

где A, A_1 и A_2 означают следующие дифференциальные операции:

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{1-\sigma}{2} \left(\frac{\partial^2}{12} \Delta^3 + \frac{1-\sigma^2}{R^2} \partial_1^4 \right) \\
 A_1 &= -\frac{3-\sigma}{2} \cdot \frac{\partial^2}{12} \Delta^3 + \frac{1-\sigma}{2} \Delta^4 - \frac{1-\sigma}{2} \frac{\partial_2^2 + 3\partial_3^2}{R^2} \\
 A_2 &= \frac{\partial^2}{12} \Delta^4 - \frac{3-\sigma}{2} \Delta^2 + \frac{1}{R^2}
 \end{aligned} \quad 1.10$$

Если в (1.4) $X = Z = 0$, $Y \neq 0$, аналогичным образом три уравнения (1.4) приводятся к одному уравнению:

$$(A - A_1 \partial + A_2 \partial^2 - \partial^3) \varphi = -\frac{Y}{B} \quad 1.11$$

Наконец при $Y = Z = 0$, $X \neq 0$, получим

$$(A - A_1 \partial + A_2 \partial^2 - \partial^3) \Theta = -\frac{X}{B} \quad 1.12$$

В этих уравнениях (1.11) и (1.12) A , A_1 и A_2 означают те же самые операции (1.10), что и в уравнении (1.9).

Вывод уравнений (1.9), (1.11), (1.12) и подстановок (1.8) (и им аналогичных) легче всего дать применением метода А. И. Лурье [2]. При $\partial = 0$ имеем случай статического действия сил. Уравнения (1.9), (1.11) и (1.12) в этом случае принимают вид:

$$A\varphi = \frac{Z}{B}; \quad A\psi = -\frac{Y}{B}; \quad A\Theta = -\frac{X}{B} \quad 1.13$$

Эти уравнения (1.13) получены нами в другой нашей работе [3]. В (1.10) подчеркнутые члены, по сравнению с остальными членами, входящими в соответствующие выражения, малы как $\frac{\partial}{R}$ по сравнению с единицей. Этими членами можно пренебрегать или же прибавить в выражениях (1.10) такого же порядка новые члены.

Учитывая это, уравнения (1.9), (1.11) и (1.12) можем представить так:

$$\begin{aligned}
 (\Delta^2 + \partial) \left(\frac{1-\sigma}{2} \Delta^2 + \partial \right) \left(\frac{\partial^2}{12} \Delta^4 + \frac{1-\sigma^2}{R^2} \cdot \frac{\partial_1^4}{\Delta^4} - \partial \right) \varphi &= \frac{Z}{B} \\
 (\Delta^2 + \partial) \left(\frac{1-\sigma}{2} \Delta^2 + \partial \right) \left(\frac{\partial^2}{12} \Delta^4 + \frac{1-\sigma^2}{R^2} \cdot \frac{\partial_1^4}{\Delta^4} - \partial \right) \psi &= -\frac{Y}{B} \\
 (\Delta^2 + \partial) \left(\frac{1-\sigma}{2} \Delta^2 + \partial \right) \left(\frac{\partial^2}{12} \Delta^4 + \frac{1-\sigma^2}{R^2} \cdot \frac{\partial_1^4}{\Delta^4} - \partial \right) \Theta &= -\frac{X}{B}
 \end{aligned} \quad 1.14$$

В развернутом виде эти уравнения дают следующие выражения для A , A_1 и A_2 :

$$A = \frac{1-\delta}{2} \left(\frac{\delta^2}{12} \Delta^8 + \frac{1-\sigma^2}{R^2} \partial_1^4 \right)$$

$$A_1 = -\frac{3-\sigma}{2} \cdot \frac{\delta^2}{12} \Delta^6 + \frac{1-\sigma}{2} \Delta^4 - \frac{3-\sigma}{2} \cdot \frac{1-\sigma^2}{R^2} \cdot \frac{\partial_1^4}{\Delta^2} \quad 1.15$$

$$A_2 = \frac{\delta^2}{12} \Delta^4 - \frac{3-\sigma}{2} \Delta^2 + \frac{1-\sigma^2}{R^2} \cdot \frac{\partial_1^4}{\Delta^4}$$

Сравнивая (1.15) и (1.10), замечаем, что они, в основном, совпадают; только значения A_1 и A_2 отличаются малыми, несущественными членами (подчеркнутыми в (1.10) и (1.15)). Ниже, при построении расчетных формул мы будем основываться на уравнениях (1.14).

Частоты собственных колебаний

При отсутствии вынуждающей силы оболочка совершает собственные колебания, которые описываются следующим дифференциальным уравнением:

$$(\Delta^2 + \vartheta) \left(\frac{1-\sigma}{2} \Delta^2 + \vartheta \right) \left(\frac{\sigma^2}{12} \Delta^4 + \frac{1-\sigma^2}{R^2} \cdot \frac{\partial_1^4}{\Delta^4} - \vartheta \right) \varphi = 0 \quad 2.1$$

(2.1) распадается на три уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \Delta^2 \varphi_1 + \vartheta \varphi_1 &= 0 \\ \frac{1-\sigma}{2} \Delta^2 \varphi_2 + \vartheta \varphi_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad 2.2$$

$$\frac{\delta^2}{12} \nabla^8 \varphi_3 + \frac{1-\sigma^2}{R^2} \partial_1^4 \varphi_3 - \vartheta \nabla^4 \varphi_3 = 0 \quad 2.3$$

Уравнения (2.2) определяют частоты колебаний в касательной плоскости; последнее уравнение определяет частоту радиальных колебаний.

Частоты собственных колебаний наиболее просто определяются в тех случаях, когда в качестве интегралов уравнений (2.2) и (2.3) можно брать тригонометрические члены (m и p целые числа):

$$\varphi_1 = \sin \frac{m\pi x}{a} \cdot \sin \frac{n\pi y}{b} \quad 2.4$$

$$\varphi_1 = \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \quad 2.5$$

$$\varphi_1 = \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad 2.6$$

$$\varphi_1 = \text{Cos} \frac{m\pi x}{a} \text{cs} \frac{n\pi y}{b} \quad 2.7$$

Как видно из (1.8) и (1.6) (1.7) представление интегралов уравнений (2.2) и (2.3) в виде (2.4)–(2.7) возможно при следующих закреплениях оболочки по ее контуру:

I. В случае (2.4)

$$\begin{aligned} v = w = T_1 = M_1 = 0 & \quad \text{при } x=0, x=a \\ u = w = T_2 = M_2 = 0 & \quad \text{при } y=0, y=b \end{aligned} \quad 2.8$$

II. В случае (2.5)

$$\begin{aligned} v = w = T_1 = M_1 = 0 & \quad \text{при } x=0, x=a \\ v = \delta \frac{\partial w}{\partial y} = S - \frac{\partial n}{\partial x} = 0 & \quad \text{при } y=0, y=b \end{aligned} \quad 2.9$$

III. В случае (2.6)

$$\begin{aligned} v = \frac{\partial w}{\partial x} = S = N_1 - \frac{\partial n}{\partial y} = 0 & \quad \text{при } x=0, x=a \\ u = w_2 = T_2 = M_2 = 0 & \quad \text{при } y=0, y=b \end{aligned} \quad 2.10$$

IV. В случае (2.7)

$$\begin{aligned} v = \frac{\partial w}{\partial x} = S = N_1 - \frac{\partial n}{\partial y} = 0 & \quad \text{при } x=0, x=a \\ v = \frac{\partial w}{\partial y} = S = N_2 - \frac{\partial n}{\partial x} = 0 & \quad \text{при } y=0, y=b \end{aligned} \quad 2.11$$

При всех граничных условиях (2.8), (2.9), (2.10) и (2.11) подстановкой (2.4–2.7) в (2.2) и (2.3) получим следующие уравнения, содержащие частоты собственных колебаний K_{mn} , которые связаны с параметром δ формулой (см. 1.5):

$$K_{mn}^2 = \delta \frac{B}{\mu} \quad 2.12$$

$$K_{mn}^2 = \frac{\pi^2}{a^2} (m^2 + \lambda^2 n^2) \cdot \frac{B}{\mu} \quad 2.13$$

$$K_{mn}^2 = \frac{\pi^2}{a^2} (m^2 + \lambda^2 n^2) \cdot \frac{B}{\mu} \cdot \frac{1 - \delta}{2} \quad 2.14$$

$$K_{mn}^2 = \frac{\pi^4 D}{\mu a^4} \left[(m^2 + \lambda^2 n^2)^2 + \frac{hm^4}{(m^2 + \lambda^2 n^2)^2} \right] \quad 2.15$$

В эти уравнения введены обозначения:

$$\lambda = \frac{a}{b}; \quad h = \frac{12(1 - \nu)\sigma^2}{R^2 \delta^2} \cdot \frac{a^4}{\pi^4} \quad 2.16$$

Уравнения (2.13–2.15) дают спектр частот цилиндрической оболочки ($m=1,2,3,\dots$, $n=1,2,3,\dots$).

Для практических целей важным является наименьшая частота. Из (2.14) получим низшие частоты колебаний в касательной плоскости (полагая $m = n = 1$).

$$k_{11} = \frac{\pi}{a} \sqrt{\frac{1 + \lambda^2}{2(1 + \sigma)} \cdot \frac{E\delta}{\mu}} \quad (2.17)$$

Для определения низшей частоты радиальных колебаний оболочки можем поступить так: из (2.15) имеем.

$$(m^2 + \lambda^2 n^2)^2 = \frac{a^4 \mu}{2\pi^4 D} k_{mn}^2 \pm \sqrt{\left(\frac{a^4 \mu}{2\pi^4 D} k_{mn}^2\right)^2 - h m^4} \quad (2.18)$$

Подкоренное выражение, входящее в эту формулу, не может быть отрицательным числом. Отсюда следует, что наименьшее значение K_{mn} будет определяться так: ($m=1$)

$$k_{min} = k = \frac{\pi^2}{a^2} \sqrt{2 \cdot \frac{D}{\mu} \cdot \sqrt{h}} \quad (2.19)$$

Из сравнения (2.17) и (2.19) замечаем, что всегда $k < k_{11}$, поэтому формулой (2.19) определяется наименьшая частота оболочки.

В работе А. П. Филиппова [4] приведен пример численного определения наименьшей частоты оболочки, свободно опертой по контуру при следующих данных:

$$\sigma = \frac{1}{6}; \quad \frac{\pi R}{a} = 0,631; \quad \frac{\delta}{R} = 0,002 \sqrt{30}$$

Основываясь на более сложных уравнениях, после длинных вычислений, Филиппов получает:

$$k_{min} = 0,0525 \sqrt{\frac{E\delta}{\mu R^2(1-\sigma^2)}}$$

Если данные этого примера непосредственно подставим в (2.19), то найдем:

$$k_{min} = k = 0,050 \sqrt{\frac{E\delta}{\mu R^2(1-\sigma^2)}}$$

Как видно, оба значения k_{min} достаточно близки друг к другу. Это указывает на то, что уравнения технической теории цилиндрических оболочек (1.4) описывают колебания оболочек с той же практической точностью, как и вариант более точной теории, принятой в основу работы Филиппова. Преимущество формулы (2.19) заключается, прежде всего, в ее простоте. Кроме этого, эта формула дает несколько пониженное значение для k_{min} (видно из вывода формулы) что также полезно в смысле запаса прочности.

При граничных условиях оболочки, отличных от (2.8), (2.9), (2.10) и (2.11), характеристические уравнения, определяющие частоты колебаний, будут очень сложными трансцендентными уравнениями.

ми. Однако известно, что некоторые из граничных условий (например заделки), усложняя математическую постановку вопроса, в конечном итоге оказывают очень слабое влияние на величину частоты основного тона.

Если оболочка имеет опоры на криволинейных краях, где обеспечиваются условия $w = v = 0$, то наименьшую частоту колебания можно приближенно определить по формуле (2.19) независимо от остальных условий закрепления оболочки по ее краям.

О динамическом расчете цилиндрических оболочек

Определение перемещений и усилий в цилиндрической оболочке, когда действуют периодические внешние нагрузки, связано с большими техническими трудностями, вызванными сложностью получающихся расчетных формул. Поэтому, построение простейших формул, определяющих приближенно перемещения и усилия в оболочке, представляет практический интерес. С этой целью ниже мы приводим достаточно удобные формулы для расчета свободно опертой по контуру цилиндрической оболочки при действии периодических сил и сравниваем полученные вполне точные результаты с результатами, даваемыми известной в строительной механике формулой.

$$A_{\text{дин}} = A_{\text{ст}} \frac{1}{1 - \frac{p^2}{k^2}} \quad 3.1$$

Для избежания резонанса полагаем, что частота вынуждающей силы p меньше наименьшей частоты собственных колебаний оболочки k .

а) Свободно опертая по контуру оболочка при действии сосредоточенной периодической силы P .

Если оболочка по контуру свободно оперта (выполняются условия 2,8), то решение уравнения (1,4) можно представить в виде двойного ряда

$$\varphi = \sum \sum A_{mn} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad 3.2$$

Пусть в точке $x = \xi$; $y = \eta$ оболочки действует нормальная к ее поверхности периодическая сосредоточенная сила с амплитудой $Z = P$. Разлагая P также в двойной ряд

$$Z = P = \sum \sum B_{mn} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad 3.3$$

и подставив (3.2) и (3.3) в (1.14), после определения коэффициентов B_{mn} и A_{mn} получим следующее решение для φ :

$$\varphi = \frac{4Pa^3\lambda}{\pi^8 D} \sum \sum \frac{\sin \frac{m\pi\xi}{a} \sin \frac{n\pi\eta}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b}}{\left(g_{mn}^2 + \frac{hm^4}{g_{mn}} - rs\right) \left(g_{mn} - r\right) \left(\frac{1-\sigma}{2} g_{mn} - r\right)} \quad 3.4$$

где:

$$g_{mn} = m^2 + \lambda^2 n^2; \quad S = \frac{12a^2}{\pi^2 \delta^2}; \quad r = \frac{a^2}{\pi^2} \mu p^2 \frac{1-\sigma^2}{E\delta} \quad (3.5)$$

коэффициенты λ и h определяются по (2.16).

Знаменатели членов ряда (3.4) можно несколько упростить. Покажем, что $g_{mn} - r \approx g_{mn}$, т. е. можно отбросить r из за малости по сравнению с g_{mn} .

$$g_{mn} - r = g_{mn} (1 - \varepsilon); \quad \varepsilon = \frac{r}{g_{mn}} = \frac{1-\sigma^2}{E\delta} \cdot \frac{\mu a^2}{\pi^2} \frac{p^2}{m^2 + \lambda^2 n^2} \quad (3.6)$$

Величина ε достигает максимума при $m=n=1$ и $p=p_{\max}$. Но p_{\max} должен быть меньше наименьшей частоты собственных колебаний, определяемой формулой (2.19).

Из этих условий получаем:

$$\varepsilon_{\max} < \sqrt{\frac{1-\sigma^2}{3}} \cdot \frac{1}{1+\lambda^2} \cdot \frac{\delta}{R} < \frac{\delta}{R}$$

Следовательно можем принимать $1 - \varepsilon \approx 1$.

Учитывая это, а также формулы (2.15), (2.16) и (3.5), можем вместо (3.4) представить φ так:

$$\varphi = \frac{8 P a^6 \lambda}{\pi^8 D (1-\sigma)} \sum \sum \frac{\sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} \cdot \sin \frac{n\pi y}{b}}{g_{mn}^2 (\omega_{mn}^2 - \beta^2)} \quad (3.7)$$

где для удобства вместо частот собственных колебаний k_{mn} и вынужденных колебаний p введены безразмерные коэффициенты ω_{mn} и β

$$K_{mn} = \omega_{mn} \cdot \frac{\pi^2}{a^2} \sqrt{\frac{D}{\mu}}; \quad p = \beta \cdot \frac{\pi^2}{a^2} \sqrt{\frac{D}{\mu}} \quad (3.8)$$

Согласно (2.15)

$$\omega_{mn}^2 = g_{mn}^2 + \frac{h m^4}{g_{mn}^2} = (m^2 + \lambda^2 n^2)^2 + \frac{h m^4}{(m^2 + \lambda^2 n^2)^2} \quad (3.9)$$

Согласно (2.19)

$$\omega_{min} = \omega = \sqrt{2\sqrt{h}} \quad (3.10)$$

При $\beta = 0$ сила P будет действовать статически.

Поэтому, пользуясь тождеством:

$$\frac{1}{\omega_{mn}^2 - \beta^2} = \frac{1}{\omega_{mn}^2} + \beta^2 \frac{1}{\omega_{mn}^2 (\omega_{mn}^2 - \beta^2)}, \quad (3.11)$$

формулу (3.7) можем переписать так

$$\varphi = \varphi_{em} + \frac{8 P \lambda a^6}{\pi^8 D (1-\sigma)} \cdot \beta^2 \sum \sum \frac{\sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \cdot \sin \frac{m\pi x}{a} \cdot \sin \frac{n\pi y}{b}}{g_{mn}^2 \omega_{mn}^2 (\omega_{mn}^2 - \beta^2)} \quad (3.12)$$

Здесь $\varphi_{ст}$ дает решение задачи при статическом действии сосредоточенной силы P .

Подставив значение φ в (1.8) и (1.7) (приняв в последних $\sin(pt + \alpha) = 1$), для основных расчетных величин w , M_1 , M_2 , T_1 и T_2 получим следующие решения (пренебрегая при этом величиной r по сравнению с g_{mn} там, где это нужно):

$$w = w_{ст} + \frac{4Pa^2\lambda}{\pi^2 D} \sum \sum \frac{\sin \frac{m\pi\xi}{a} \cdot \sin \frac{n\pi\eta}{b} \cdot \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b}}{\omega_{mn}^2 (\omega_{mn}^2 - \beta^2)} \quad 3.13$$

$$M_1 = M_{1ст} + \frac{4P\lambda\beta^2}{\pi^2} \sum \sum \frac{m^2 + \sigma\lambda^2 n^2}{\omega_{mn}^2 (\omega_{mn}^2 - \beta^2)} \sin \frac{m\pi\xi}{a} \sin \frac{n\pi\eta}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad 3.14$$

$$M_2 = M_{2ст} + \frac{4P\lambda\beta^2}{\pi^2} \sum \sum \frac{\sigma m^2 + \lambda^2 n^2}{\omega_{mn}^2 (\omega_{mn}^2 - \beta^2)} \sin \frac{m\pi\xi}{a} \sin \frac{n\pi\eta}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b}$$

$$T_1 = T_{1ст} - \frac{4P\lambda^2 R h}{a^2} \beta^2 \sum \sum \frac{m^2 n^2}{g_{mn}^2 \omega_{mn}^2 (\omega_{mn}^2 - \beta^2)} \sin \frac{m\pi\xi}{a} \sin \frac{n\pi\eta}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad 3.15$$

$$T_2 = T_{2ст} - \frac{4P\lambda R h}{a^2} \beta^2 \sum \sum \frac{m^4}{g_{mn}^2 \omega_{mn}^2 (\omega_{mn}^2 - \beta^2)} \sin \frac{m\pi\xi}{a} \sin \frac{n\pi\eta}{b} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b}$$

Полагая статические величины известными, по формулам (3.13)–(3.15) динамические величины можно вычислить очень просто, так как ряды, представляющие члены корректива, сходятся очень быстро. Выделение из общего решения (3.10) статической части привело к улучшению сходимости рядов по обоим индексам m и n на четыре степени.

Численный пример. В центре оболочки, с равными сторонами по дуге круга и по образующей приложена периодическая сила с частотой, характеризуемой числом $\beta=2$. Определим прогиб w в точке приложения силы при некоторых отношениях частоты вынуждающей силы к частоте основного тона колебания оболочки.

Полагая в (3.13) $x = \xi = \frac{a}{2}$; $y = \eta = \frac{b}{2}$ и $\lambda = 1$ имеем

$$w = w_{ст} + \frac{4Pa^2}{\pi^2 D} \beta^2 \sum \sum \frac{1}{\omega_{mn}^2 (\omega_{mn}^2 - \beta^2)} \quad 3.16$$

Представим эту формулу в виде:

$$w = \gamma_{дин} \cdot \frac{Pa^2}{D} \quad 3.17$$

где:

$$\gamma_{дин} = \gamma_{ст} + \gamma_{кор}$$

для коэффициента $\gamma_{ст}$ нами ранее [3] дана формула:

$$\gamma_{ст} = 0,0116 - \frac{1}{\pi^4} \cdot \frac{h}{16+h} - \frac{0,04}{\pi^4} \cdot \frac{h}{123+h} \quad (3.18)$$

Для коэффициента корректива, из (3.16) имеем

$$\gamma_{кор} = \frac{4\beta^2}{\pi^4} \sum \sum \frac{1}{\omega_{mn}^2 (\omega_{mn}^2 - \beta^2)}, \quad (3.19)$$

где ω_{mn} дается формулой (3.9); m и n нечетные числа.

При вычислении $\gamma_{кор}$ из (3.19) можем ограничиться первыми двумя членами ряда $m = n = 1$ и $m = 1, n = 3$. Получим:

$$\gamma_{кор} = \frac{2,63}{h(16+h)} + \frac{0,164}{\left(100 + \frac{h}{100}\right) \left(96 + \frac{h}{100}\right)} \quad (3.20)$$

При различных h по (3.18) и (3.20) можно вычислить коэффициенты $\gamma_{ст}$ и $\gamma_{кор}$ и, следовательно, $\gamma_{дин}$.

Соблюдая условия задачи, параметр h подберем из (3.10):

$$\frac{\beta}{\omega} = \frac{\beta}{\sqrt{2}\sqrt{h}} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{h}}$$

$$\text{отсюда} \quad h = 4 \left(\frac{\omega}{\beta} \right)^4 \quad (3.21)$$

В таблице 1 помещены значения $\gamma_{ст}$, $\gamma_{кор}$ и $\gamma_{дин}$, вычисленные по формулам (3.21), (3.18) и (3.20). В нижней строке таблицы приведены коэффициенты $\gamma'_{дин}$, вычисленные по формуле (3.1), т. е.

$$\gamma'_{дин} = \gamma_{ст} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\beta^2}{\omega^2}} \quad (3.22)$$

Таблица 1

$\frac{\beta}{\omega} =$	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3
$h =$	6,1	9,75	16,7	30,8	64	156	495
$10^4 \gamma_{ст} =$	87,5	76,7	63,2	47,7	32,6	20,7	13,3
$10^4 \gamma_{кор} =$	195,2	105,2	48,4	18,5	5,4	1,2	0,3
$10^4 \gamma_{дин} =$	282,7	181,9	111,6	66,2	38	21,9	13,6
$10^4 \gamma'_{дин} =$	460	215	124	74,6	43,4	24,7	14,6

В пределах теории описываемые дифференциальными уравнениями (1.4) формулы (3.18) и (3.20) дают вполне точные значения для $\gamma_{дин}$. С другой стороны, как видно из таблицы, при $\beta:\omega < 0,75$ значения $\gamma_{дин}^1$ близки к значениям $\gamma_{дин}$. Отсюда можно делать вывод, что при действии на оболочку сосредоточенных периодических сил формула (3.1) дает практически приемлемые значения для радиального перемещения W вне зоны резонанса, т. е. $\beta:\omega < 0,75$

6) Свободно опертая по контуру оболочка при действии равномерно распределенной периодической нагрузки $q = q \sin(\rho t + \alpha)$

Если нагрузка приложена нормально по всей поверхности оболочки, то решение задачи получим из (3.13)–(3.15) путем замены P через $q \delta x \delta y$ и интегрирования формул в пределах от $\xi=0, \eta=0$ до $\xi=a, \eta=b$

Получим:

$$W = W_{ст} + \frac{16 q a^4}{\pi^6 D} \beta^2 \sum \sum \frac{\sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b}}{mn \omega_{mn}^2 (\omega_{mn}^2 - \beta^2)} \quad (3.23)$$

$$M_1 = M_{1ст} + \frac{16 q a^2}{\pi^4} \beta^2 \sum \sum \frac{m^2 + \sigma \lambda^2 n^2}{mn \omega_{mn}^2 (\omega_{mn}^2 - \beta^2)} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad (3.24)$$

$$M_2 = M_{2ст} + \frac{16 q a^2}{\pi^4} \beta^2 \sum \sum \frac{\sigma m^2 + \lambda^2 n^2}{mn \omega_{mn}^2 (\omega_{mn}^2 - \beta^2)} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b}$$

$$T_1 = T_{1ст} - qR \frac{16 h \lambda^2}{\pi^2} \beta^2 \sum \sum \frac{mn}{g_{mn}^2 \omega_{mn}^2 (\omega_{mn}^2 - \beta^2)} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad (3.25)$$

$$T_2 = T_{2ст} - qR \frac{16 h}{\pi^2} \beta^2 \sum \sum \frac{m^2}{ng_{mn}^2 \omega_{mn}^2 (\omega_{mn}^2 - \beta^2)} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b}$$

В формулах (3.23)–(3.25) индексы m и n нечетные числа.

При условиях предыдущего численного примера вычислим по формулам (3.23) и (3.24) значения прогиба W и моментов M_1, M_2 в центре оболочки. Коэффициент Пуассона примем $\sigma=0,3$.

Полагая $x = \frac{a}{2}, y = \frac{b}{2}, \lambda = 1$ формулы (3.23) и (3.24)

представим так:

$$W = \gamma_{дин} \cdot \frac{q a^4}{D} \quad (3.26)$$

$$M_1 = \mu_{1дин} \cdot q a^2$$

$$M_2 = \mu_{2дин} \cdot q a^2,$$

где:

$$\gamma_{дин} = \gamma_{ст} + \gamma_{кор}$$

$$\mu_{\text{дин}} = \mu_{\text{ст}} + \mu_{\text{кор}}$$

$$\mu_{2\text{дин}} = \mu_{2\text{ст}} + \mu_{2\text{кор}}$$

Для коэффициентов статического прогиба и моментов в нашей другой работе [3] даны формулы:

$$\gamma_{\text{ст}} = 0,00406 - \frac{4}{\pi^6} \cdot \frac{h}{16+h} + \frac{0,16}{\pi^6} \cdot \frac{h}{378+3h}$$

$$\mu_{1\text{ст}} = 0,0479 - \frac{0,0534}{16+h} h + \frac{0,00508}{124+h} \quad 3.28$$

$$\mu_{2\text{ст}} = 0,0479 - \frac{0,0534}{16+h} \cdot h + \frac{0,00202}{124+h} h$$

Ограничиваясь в рядах, представляющих члены корректива, первыми двумя членами $m=n=1$ и $m=1, n=3$, получим

$$\gamma_{\text{кор}} = \frac{1,065}{h(16+h)} - \frac{0,0221}{\left(100 + \frac{h}{100}\right)\left(96 + \frac{h}{100}\right)}$$

$$\mu_{1\text{кор}} = \frac{13,7}{h(16+h)} - \frac{0,81}{\left(100 + \frac{h}{100}\right)\left(96 + \frac{h}{100}\right)} \quad 3.29$$

$$\mu_{2\text{кор}} = \frac{13,7}{h(16+h)} - \frac{2,03}{\left(100 + \frac{h}{100}\right)\left(96 + \frac{h}{100}\right)}$$

В таблице 2 помещены значения статических и динамических коэффициентов, вычисленные по формулам (3.28), (3.29), (3.27), а также приближенные значения динамических коэффициентов, вычисленные по формулам:

$$\gamma'_{\text{дин}} = \gamma_{\text{ст}} \frac{1}{1 - \frac{\beta^2}{\omega^2}}$$

$$\mu'_{1\text{дин}} = \mu_{1\text{ст}} \frac{1}{1 - \frac{\beta^2}{\omega^2}}; \quad \mu'_{2\text{дин}} = \mu_{2\text{ст}} \frac{1}{1 - \frac{\beta^2}{\omega^2}} \quad 3.30$$

Эта таблица также показывает, что вне зоны резонанса прогиб w и моменты M_1, M_2 в оболочке можно определить по формуле (3.1), не ожидая при этом больших погрешностей.

Мы здесь рассматривали свободно опертую цилиндрическую оболочку при характерных динамических нагрузках, сосредоточенной силе и распределенной нагрузке. Полученные численные результаты дают основание полагать, что при других контурных условиях оболочки и при других нагрузках также можно пользоваться формулой (3.1) для динамических расчетов оболочек; необходимо только,

Таблица 2

$\beta : \omega =$	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3
$h =$	6,1	9,75	16,7	30,8	64	154	495
$10^2 \gamma_{ст} =$	392	250	197	134	76	33	10,4
$10^5 \gamma_{длин} =$	1178	676	388	208	96,6	36,2	10,6
$10^3 \gamma'_{длин} =$	2060	695	387	210	101	39,2	11,4
$10^4 \mu_{ст} =$	334	281	213	139	70,4	23,4	5,6
$10^4 \mu_{длин} =$	1347	830	463	234	96,4	27,8	4,4
$10^4 \mu'_{1длин} =$	1760	780	416	217	93,5	27,8	6,1
$10^4 \mu_{ст} =$	333	279	210	133	60	6,3	-0,8
$10^4 \mu_{длин} =$	1345	827	459	226	84,7	9,3	-2,2
$10^4 \mu'_{2длин} =$	1755	775	413	208	80	7,5	-0,87

чтобы отношение частоты вынуждающей силы к частоте основного тона колебания оболочки было меньше 0,75.

Ереванский Политехнический Институт
им. К. Маркса

ЛИТЕРАТУРА

1. В. З. Власов—Основные дифференциальные уравнения общей теории упругих оболочек. Прикл. Мат. и Мех. т. VIII, стр. 109, 1944.
2. А. И. Лурье—Исследования по теории упругих оболочек. Тр. Ленинградского Индустр. Ин-та, № 6, 1937.
3. Т. Т. Хачатурян—Полугие цилиндрические оболочки. Сообщения Ин-та Математики и Механики АН Арм. ССР, № 4, 1949.
4. А. П. Филиппов—Колебания цилиндрических оболочек. Прикл. Мат. и Мех. т. I, стр. 177, 1937.

Թ. Թ. Խաչատրյան

ԳԼԱՆԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՀԱՇՎԱՐԿՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ի Մ

Աշխատութեան մեջ քննարկվում է գլանային թաղանթների ճոճման խնդիրը և արվում է պարզ բանաձև (2.19)՝ սեփական ճաճումների ամենափոքր հաճախականության համար: Քննարկվում է նաև պարբերաբար փոփոխվող դինամիկական ուժի ազդեցության տակ թաղանթի խնդիրը: Տրբվում է ազատ հենված թաղանթի խնդրի լուծումը կենտրոնացած և հավասարապես բաշխված դինամիկական ուժերի ազդեցության տակ (3.13—3.15 և 3.23—3.25): Այդ լուծումները համեմատվում են շինարարական մեխանիկայում կիրառություն ունեցող (3.1) բանաձևից ստացած լուծումների հետ և ցույց է արվում, որ վերջինը թաղանթների դինամիկական հաշվարկման համար ևս կարելի է կիրառել, երբ ստիպող ուժի հաճախականություն և սեփական ճաճումների ամենափոքր հաճախականության հարաբերությունը փոքր է 0,75-ից:

ЖЕЛЕЗОБЕТОННЫЕ КОНСТРУКЦИИ

С. М. Хнзорян

К расчету напряженно-армированных железобетонных балочных конструкций

Согласно действующей Инструкции [1] напряженно-армированные конструкции рассчитываются на: прочность, трещинообразование и усилия, которые могут возникнуть во время их производства и установки.

Расчет на прочность производится так же, как и при обычном железобетоне и, поэтому, не вызывает затруднений.

Расчет на трещинообразование проводится с учетом двух изгибающих моментов. Первый момент (M_1) соответствует максимальной нагрузке, которая не вызывает в сооружении продольных растягивающих усилий. Второй дополнительный, момент (M'_1) соответствует нагрузке, которую нужно приложить к M_1 , чтобы вызвать первую трещину. Этот последний момент можно вычислить только приблизительно, так как при этом нужно учесть усилия растяжения в бетоне, а сопротивление напряженно-армированного бетона на растяжение протекает иначе, чем с обычным железобетоном.

Для первого же момента (M_1) возможно строго последовательно применить формулы сопротивления материалов.

Так как этот момент всегда много больше второго, то от него и зависит в основном прочность конструкции на трещинообразование.

В инструкции [1] даны формулы для вычисления этого момента для струнбетонных балок, но, как известно, на практике часто встречаются случаи, особенно при постройке больших мостов, когда эти балки нерациональны. Поэтому мы даем также формулы для балок с анкерами (натягиваемыми домкратами после твердения бетона) тех типов, которые наиболее распространены в современном мостостроении. Такие балки применялись уже в Советском Союзе для железнодорожных мостов. Насколько нам известно, в литературе имеются только данные для расчета балок с прямой арматурой. На практике же часто целесообразно располагать арматуру криволинейно и, поэтому, мы приводим формулы и для этого случая.

Напряжения, возникающие при производстве и установке балок, вычисляются по указанному выше принципу, и мы рассматриваем те случаи, которые наиболее часто встречаются на практике.

За последнее время большое внимание уделяется явлениям ползучести и усадки бетона. Так как эти явления еще недостаточно изучены, то мы их приняли согласно действующей Инструкции. Известно, что эти формулы удовлетворительны для практических целей.

Для расчета конструкции на скалывание мы предлагаем новый метод, который приводит к значительной экономии арматуры по сравнению с указаниями Инструкции.

1. Струнбетонные балки

Предположим, что мы хотим установить усилия в балке, подверженной предварительному напряжению $N = \sigma_a F_a$ и внешним моментам. Назовем M_1 максимальный момент и M_2 минимальный момент от нагрузки; M_2 может быть положительным или отрицательным.

Усилия в балке определяются по обычным формулам сопротивления материалов.

Напряжение σ_a и положение арматуры можно вычислить, исходя из условий, что продольные напряжения равны нулю в наименее сжатых волокнах. Получим*)

$$\frac{N}{F_n} \left(1 + \frac{e_n}{h_{ян}} \right) - \frac{M_1}{F_n h_{ян}} = 0 \quad (a)$$

$$\frac{N}{F_n} \left(1 - \frac{e_n}{h_{ян}} \right) + \frac{M_2}{F_n h_{ян}} = 0 \quad (б)$$

e = эксцентриситет арматуры.

В этих уравнениях F_n , e_n , h_x соответствуют приведенному сечению, то есть учитывают бетон и арматуру.

Можно заметить, что в некоторых случаях Инструкция разрешает растягивающие усилия в пределах $\frac{R_p}{2.5}$

и тогда уравнение (б) соответственно принимает форму

$$\frac{N}{F_n} \left(1 - \frac{e_n}{h_{ян}} \right) + \frac{M_2}{F_n h_{ян}} = \frac{R_p}{2.5} \quad (б')$$

Из уравнений (а) и (б) легко получить величины:

$$N = \frac{M_1 - M_2}{h_{яв} + h_{ян}} = \sigma_a F_a \quad (1)$$

$$e_n = \frac{M_1 h_{яв} + M_2 h_{яв}}{M_1 - M_2} \quad (2)$$

Если допускается растяжение $\frac{R_p}{2.5}$, то имеем соответственно

* Принятые условные обозначения приведены в конце текста; здесь сжатие соответствует знаку + (плюс).

$$H' = \frac{M_1 - M_2 + 0.4 R_p F_n h_{ан}}{h_{ав} + h_{ан}} \quad (1)$$

$$e'_n = \frac{M_1 h_{ан} + M_2 h_{ав} - 0.4 R_p F_n h_{ан} h_{ав}}{M_1 - M_2 + 0.4 R_p F_n h_{ан}} \quad (2)$$

Эти формулы дают возможность вычислить непосредственно характеристики арматуры балки, но при этом не нужно забывать, что M_2 нужно брать всегда ≤ 0 , так как если M_2 положителен, то нужно, чтобы уравнение удовлетворяло бы также сечениям у опор балки, где изгибающий момент всегда равен нулю.

Обыкновенно M_2 берется отрицательным и равным моменту от собственного веса балки, так как при перевозке и установке балка может работать в разнообразных условиях. (Нужно также при необходимости учесть динамический коэффициент указанный в Инструкции).

При перерезывании струн нужно проверить следующие условия:

$$\sigma_{ак} \leq \frac{0.7 R'}{\mu_n \left(1 + \frac{e_n}{h_{ав}}\right)} \quad \text{или}$$

$$\sigma_{ак} \leq \frac{R_p}{2.5 \mu_r \left(1 - \frac{e_n}{h_{ан}}\right)}$$

$h_{ан} > e_n$ в зависимости от условий производства.

В приведенных выше формулах предварительное напряжение $H = \sigma_a F_a$, где под σ_a можно было подразумевать напряжение арматуры. Но это неверно; фактически напряжение арматуры существенно отличается от σ_a , которая является чисто условной величиной (и которую мы ввели только для проведения аналогии с формулами Инструкции).

Для того, чтобы выяснить, каким реальным усилиям подвергается напряженная арматура, мы попробуем проследить как изменится натяжение в струнах, исходя из монтажного (конструктивного) напряжения

$$1. \text{ При натяжении струн, } \sigma_{ак} = \frac{H_0}{F_a}$$

Когда струны перерезаны напряжение арматуры падает в связи с обжатием бетона. Если назвать $\sigma'_{ак}$ новое напряжение арматуры и λ сокращение волокна, облегающего эту арматуру (на единицу длины) от приложенного усилия, то имеем:

$$\begin{aligned} \sigma'_{ак} &= \sigma_{ак} - \lambda E_a = \\ &= \sigma_{ак} - E_a \frac{\sigma_{ак} F_a}{E_0 F_n} \left(1 + \frac{e_n^2}{r_n^2}\right) \end{aligned}$$

Если назвать η_n выражение $\mu_n \pi \left(1 + \frac{e^2}{r^2}\right)$, то:

$$\sigma'_{ак} = \sigma_{ак} (1 - \eta_n) \quad \text{и потеря}$$

$$\Delta \sigma_{ак} = \sigma_{ак} \eta_n$$

Если напряжение осевое, то формула остается та же, но $\eta_n = \mu_n$.

2. Со временем балки подвергаются действию усадки и ползучести, вследствие чего бетон сокращается в размерах и напряжение арматуры падает. Потерю напряжения в арматуре можно учесть следующим образом.

Усадка:

Если окончательное сокращение волокна, облегающего арматуру, будет λ , то напряжение в арматуре упадет на λE_s и удлинение бетонного волокна, происходящее от этой потери напряжения, можно вычислить так же, как и в предыдущем случае, учитывая что в арматуре создается напряжение E_{ey} , действующее как и предварительное напряжение, следовательно потеря напряжения от усадки

$$\lambda E_s = a_2^y = E_s \varepsilon_f (1 - \eta_n)$$

Ползучесть:

Потерю напряжения от ползучести a_2^n можно вычислить, исходя из тех же соображений; сокращение бетона от ползучести ε_n измеряется по указаниям Инструкции, выражением $k \sigma_0$, где $K = 2 \times 10^{-6}$.

$$\text{Здесь } \varepsilon_n = k \sigma_0 = k \sigma_s \frac{\eta_n}{\pi}$$

потеря напряжения $a_2^n = \varepsilon_n E_s (1 - \eta_n) = k \sigma_s E_s \eta_n (1 - \eta_n)$.

Иными словами, для учета предварительного напряжения можно пользоваться формулой Инструкции

$$\sigma_{s1} = \sigma_{ак} - \sigma_{s2} \quad \sigma_{s2} = (\varepsilon_y + \varepsilon_n) E_s,$$

но с учетом того, что реальная потеря напряжения в струне будет уменьшена на $\sigma_{s2} \eta_n$.

Вышеприведенные формулы вызывают следующие замечания:

а) при учете потери ползучести мы не приняли во внимание напряжения от постоянной нагрузки, которая фактически уменьшает напряжение в волокне, окружающем арматуру. Если назвать M_n момент от этой постоянной нагрузки, то потеря напряжения получается:

$$a_2^n k E_s \cdot \frac{1}{1 + \eta} \left(\sigma_s \frac{\eta_n}{\pi} - \frac{M_n e_n}{I_n} \right)$$

б) Все изложенные расчеты предполагают, что модуль упругости бетона, а следовательно и число π , постоянны. Фактически

известно, что при учете деформаций от усадки и ползучести модуль упругости изменяется от ряда факторов, до сих пор недостаточно изученных.

в) Для вычисления усадки часто принимают постоянную величину потери напряжения в арматуре. Так, по данным Инструкции,

$$\varepsilon_y E_a = 630 \text{ кг/см}^2$$

для усадки и ползучести $\sigma_{a_2} = 1000 - 1500 \text{ кг/см}^2$.

Нам остается выяснить влияние нагрузки. Если M_y момент, который приводит к нулю напряжения в нижнем волокне балки, то

$$M_1 = \sigma_a F_a (h_{ан} + e_n)$$

Момент M_1 вызывает напряжение в арматуре, равное в сечении, где $M_{1\text{макс}}$:

$$\sigma_{ам} = \mu \frac{M_1 e_n}{I_n} = \mu \mu_n \sigma_{a_2} e_n \left(\frac{1}{y_n} + \frac{e_n}{r_n^2} \right)$$

Это напряжение меняется вдоль арматуры по тому же закону, как и момент M_1 ; у опор $\sigma_{ам} = 0$.

При трещинообразовании момент возрастает на $\gamma R_p W_n$;

напряжение соответственно увеличивается на $\gamma R_p \frac{e_n}{y_n} \mu$

На рис 1. и 2 приведены кривые напряжений σ_a в арматуре для балки, рассчитанной в примере 1 Инструкции. На чертеже ординаты соответствуют напряжениям, а абсциссы нагрузкам.

Пунктирная линия схематично изображает фиктивное напряжение σ_a , сплошная — реальное напряжение.

Между моментом трещинообразования и разрушения указаны две кривые. Нижняя кривая (являющаяся прямой линией) указывает на усилия в арматуре, вычисленные по формуле разрушающего момента. Верхняя кривая изображает вероятные напряжения, которые будут больше вычисленных, так как плечо пары сил, действующих в сечении, увеличивается по мере того, как балка приближается к разрушению (следовательно, вычисленные усилия, полагающие плечо постоянным, будут слишком малы для зоны трещинообразования).

На чертеже представлены две схемы, одна для сечения соответствующего максимальному моменту и другая для опор. Кривые σ_a отличаются только тем, что в первом случае усилие нарастает с моментом M ; во втором этого момента, а следовательно и прироста напряжений не наблюдается.

На рисунке 2 указаны также вероятные значения главного растягивающего напряжения у нейтральной линии балки. Здесь также наблюдается теоретическая несогласованность тотчас же после зоны трещинообразования, которая объясняется так же, как и для σ_a .

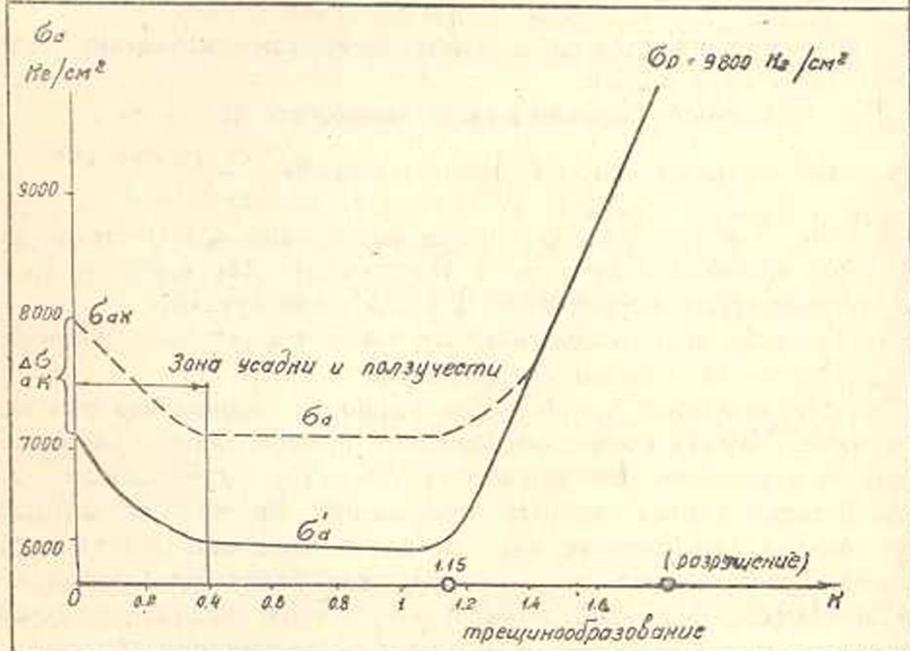
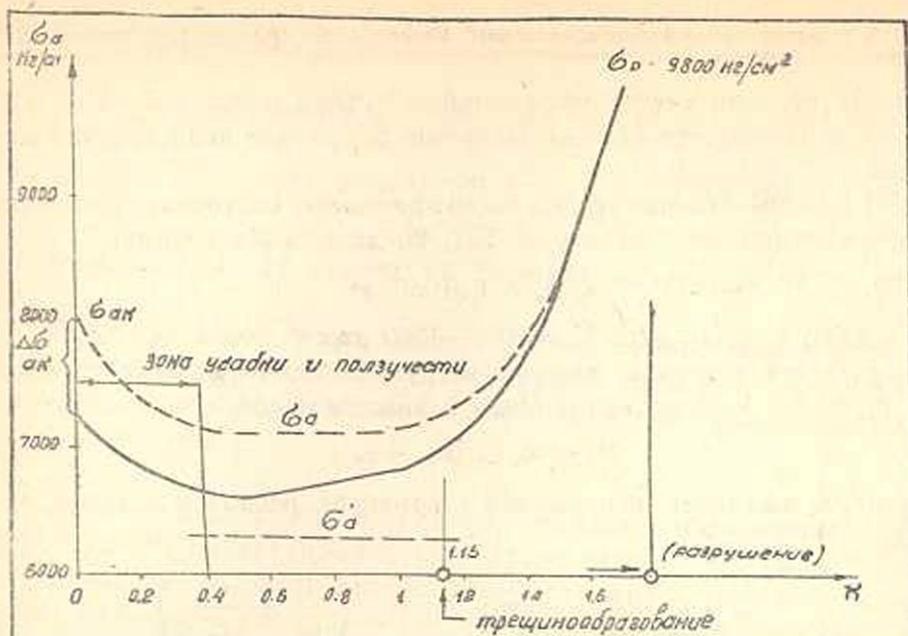


Рис. 1.

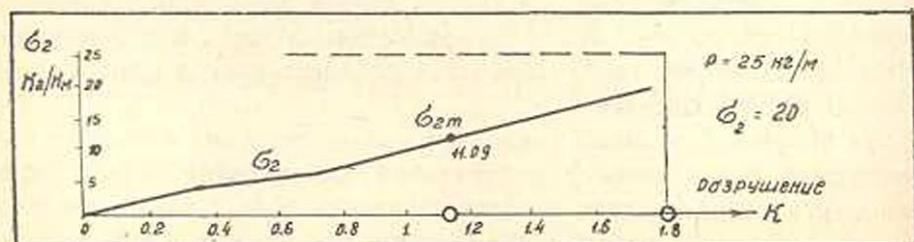


Рис. 2.

Скальвающие напряжения.

Скальвающие напряжения проверяются в стадии образования трещин по формулам:

$$\frac{\sigma_{\text{сг}}}{\sigma_{\text{сж}}} = \frac{1}{2} (\sigma_x + \sigma_y) \mp \frac{1}{2} \sqrt{(\sigma_x - \sigma_y)^2 + 4\tau^2},$$

где $\tau = \frac{Q_{\tau} S_n}{V I_n}$ S_n — статический момент приведенного сечения по отношению к оси.

Если учесть, что главные скальвающие усилия происходят у опор и что в этих точках $\sigma_y = 0$ и $M = 0$, то, называя σ_n — сжатие бетона от предварительного напряжения при трещинообразовании, получаем:

$$\frac{\sigma_{\text{сг}}}{\sigma_{\text{сж}}} = \frac{\sigma_n}{2} \mp \sqrt{\left(\frac{\sigma_n}{2}\right)^2 + \tau^2}$$

Инструкция требует, чтобы напряжения удовлетворяли следующим требованиям:

$$\sigma_{\text{сг}} \leq R_p \quad \text{и} \quad \sigma_{\text{сж}} < \frac{R_{\text{пр}} K_{\tau}}{1.8}$$

Оба эти условия обыкновенно легко проверяются, как это явствует хотя бы из примеров той же Инструкции.

$$\text{Пример I} \quad \frac{\sigma_{\text{сг}}}{R_p} = \frac{11,1}{2,5} < 1 \quad \frac{\sigma_{\text{сж}} \times 1,8}{R \times K_{\tau}} = \frac{69}{144} < 1$$

$$\text{Пример II} \quad \frac{\sigma_{\text{сг}}}{R_p} = \frac{5}{31} < 1 \quad \frac{\sigma_{\text{сж}} \times 1,8}{R \times K_{\tau}} = \frac{64,2}{179} < 1,$$

так что в этих балках запас прочности на трещинообразование для скальвающих напряжений много выше, чем для продольных усилий.

Инструкция предписывает армировать балку хомутами и дает указания насчет их вычисления. Но известно, что при опытах разрушения напряженно-армированных балок при нормальном типе нагрузок никогда не наблюдались трещины от скальвающих усилий и вообще около опор. Известно также, что многие строители выпускали балки без поперечной арматуры. Поэтому желательно выяснить в каких случаях можно обходиться без хомутов. Для этого можно рассуждать следующим образом: при разрушении балки трещины от нормальных усилий должны распределиться в той зоне, где напряжения перешли через предел трещинообразования. Например, если взять приведенные выше схемы, то балка растрескается на

$\sqrt{\frac{1,8 - 1,15}{1,8}} = 0,54$ своей длины. Края балки (длиной в 0,23 длины балки) не должны трескаться и будут служить анкерами для струн, так как в растреснувшей зоне сцепление не может сохраниться; поэтому на нашей схеме напряжений у опор мы допустили, что ар-

матура напрягается до σ_p . На самом деле эта гипотеза, несомненно, верна только для внутренней части концов, так как можно полагать, что напряжение в струнах падает более или менее равномерно вдоль закрепленного конца. Поэтому в опорном сечении оно может быть несколько ниже предельного.

Для практики можно ограничиться заведомо малой величиной предварительного напряжения. Например, усилие при трещинообразовании много ниже действительных; поэтому коэффициент прочности можно смело принять не выше, чем для продольных усилий.

В таком случае хомуты не нужны тогда, когда проверяется не равенство:

$$\frac{\sigma_n}{2} - \sqrt{\left(\frac{\sigma_n}{2}\right)^2 + \tau_p^2} < R_p \quad \tau_p = \text{усилие скалывания при разрушении балки.}$$

Заметно также, что предварительное напряжение выпрямляет изостатические линии, наклон которых у опор будет вычисляться по формуле:

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{2\tau_p}{\sigma_n}$$

Известно, что противодействие бетона касательным усилиям много эффективней как раз при крутых трещинах; поэтому прочность на скалывание в напряженно-армированном бетоне будет всегда выше, чем в обыкновенном железобетоне.

II. Балки, арматура которых по концам снабжена анкерами

Балки с анкерами являются наиболее распространенными в мостостроении. Они могут быть разделены на несколько типов, в зависимости от очертаний арматуры. Мы рассмотрим здесь:

- а) прямую арматуру, приложенную горизонтально (рис. 3 а);
- б) шпренгельную арматуру (рис. 3 б);
- в) прямую горизонтальную арматуру в балке, ось которой имеет параболическое очертание (рис. 3 в);
- г) параболическую арматуру в балке с прямолинейной осью (рис. 3 г);
- д) прямую арматуру, отогнутую по концам (рис. 3 д).

Первый случай применяется редко, так как он приводит к перерасходу бетона и железа, вследствие того, что арматура сечения у опор и середины одинаковы. Поэтому, для того чтобы избежать растяжения у опор, приходится и у середины располагать арматуру во внутреннем ядре сечения. Во всех других случаях, наоборот, напряжение в сечениях опор и середины могут подбираться независимо друг от друга, что дает возможность учитывать усилия от собственного веса и соответственно опускать арматуру.

Формула арматуры наиболее выгодна, когда она расположена по контуру, приближающемуся к изостатической кривой. Поэтому

из приведенных случаев наиболее рациональны расположения (г) и (д). Первое применяется в плитах, второе — в балках.

Решения (б) и (в) находят применение в сборных конструкциях, где иногда трудно располагать криволинейную арматуру.

а) Прямая арматура, проложившая горизонтально

Мы предполагаем, что арматура расположена симметрично по отношению к оси балки, но анкера могут находиться на расстоянии большем, чем пролет балки (рис. 3 а).

Так как арматура не имеет сцепления с бетоном, то ее деформация зависит только от сдвига или поворота анкеров. Это решение можно также применить для балок с внешней арматурой. Усилия в этой балке могут быть учтены следующим образом: если приложить к неармированной балке равномерно распределенную нагрузку, то удлинение волокон на уровне арматуры (считая от нейтральной оси) будет:

$$\int \frac{\sigma_6}{E_6} ds = \frac{2}{3} \frac{M_e l}{E_6 I_6}$$

Это удлинение должно создать в арматуре усилие \bar{X} , которое, в свою очередь, прижимает волокно бетона на:

$$\frac{\bar{X}}{F_6 E_6} \left(1 + \frac{e^2}{r^2} \right) L$$

Учитывая, что деформация арматуры равна деформации бетона, получим:

$$\frac{2}{3} M \frac{e l}{E_6 I_6} = \frac{\bar{X}}{E_6 F_6} \left(1 + \frac{e^2}{r^2} \right) L = \frac{\bar{X} L}{F_6 E_6}$$

Обозначим через

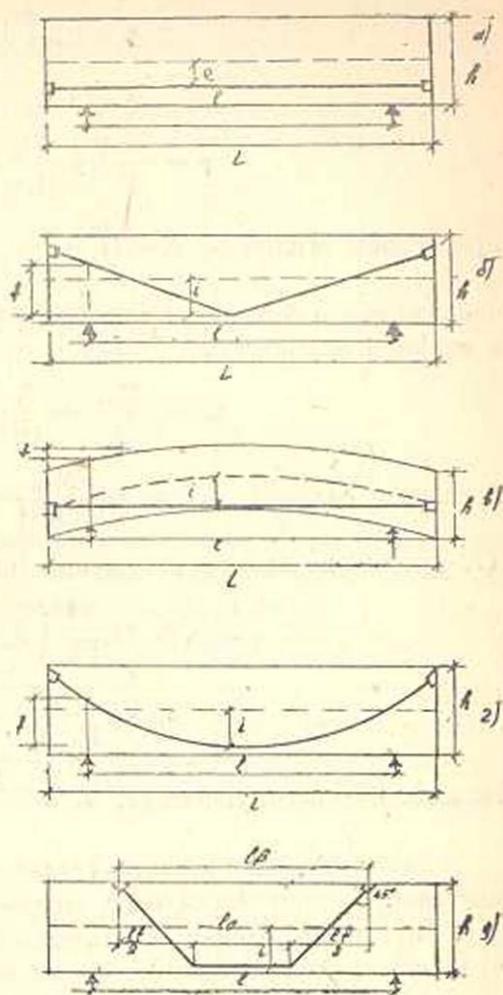


Рис. 3

$$\eta = \eta \mu \left(1 + \frac{e^2}{r^2} \right),$$

$$X = \rho M,$$

$$\rho = \frac{2}{3} \pi \mu \frac{1}{L} \times \frac{e^2}{r^2} \times \frac{1}{1 + \eta};$$

при осевом усилии N , $\bar{X} = N \frac{\eta}{1 + \eta}$

напряжения в бетоне от момента будут:
в верхнем волокне:

$$\sigma_{\text{в}} = \frac{M_{\text{ув}}}{I_0} + \frac{X}{F_0} \left(1 - \frac{e}{h_{\text{ан}}} \right);$$

в нижнем волокне: $\sigma_{\text{н}} = \frac{M_{\text{ун}}}{I_0} + \frac{X}{F_0} \left(1 + \frac{e}{h_{\text{ан}}} \right).$

От предварительного натяжения силой N возникнут напряжения:

$$\sigma_{\text{в}} = \frac{N}{F_0} \left(1 - \frac{e}{h_{\text{ан}}} \right),$$

$$\sigma_{\text{н}} = \frac{N}{F_0} \left(1 + \frac{e}{h_{\text{ан}}} \right).$$

Напряжение в струне будет $\sigma_{\text{с}} = \frac{N + X}{F_{\text{с}}}$

Для правильного учета усилий нужно принять во внимание процесс напряжения балки и ее загрузки.

При изготовлении мостовых элементов можно предположить, что работу производят либо на месте, либо с перевозкой частей, но тогда так, чтобы на элементы действовали только известные усилия, приложенные в определенных точках.

Если M_2 — момент от собственного веса (равный минимальному моменту, который может воздействовать на балку) и N_0 — усилие в домкратах, то напряжения определяются по формулам:

$$\sigma_{\text{сво}} = \frac{N_0}{F_0} \left(1 - \frac{e}{h_{\text{ан}}} \right) + \frac{M_2}{F_0 h_{\text{ан}}} \quad (\text{а})$$

$$\sigma_{\text{дно}} = \frac{N_0}{F_0} \left(1 + \frac{e}{h_{\text{ан}}} \right) - \frac{M_2}{F_0 h_{\text{ан}}} \quad (\text{б})$$

Нетрудно заметить, что все происходит так, как-будто предварительное натяжение N_0 разделяется на две части, одна часть ($N_0 - \bar{X}_0$) является настоящим натяжением, а другая (\bar{X}_0) возникает от влияния собственного веса. При этом под \bar{X}_0 нужно понимать натяжение струн, возникающих от момента M_2 :

$$\bar{X}_0 = \rho M_2$$

Кроме уравнений (а) и (б) нужно еще проверить напряжения у опор. При этом следует удовлетворить условиям:

$$\sigma_{\text{обо}} = \frac{H_0}{F_0} \left(1 - \frac{e}{h_{\text{ан}}} \right) \leq \frac{R_p}{2.5}$$

$$\sigma_{\text{обо}} = \frac{H_0}{F_0} \left(1 + \frac{e}{h_{\text{ан}}} \right) \leq 0.7 R'$$
(5)

Из этих формул легко получить:

$$M_1 = \frac{H - \rho M_2}{1 - \rho(h_{\text{ан}} + e)} (h_{\text{ан}} + e),$$

$$\text{где } \rho = \frac{2}{3} \mu \frac{e}{L} \cdot \frac{e}{r^2} \cdot \frac{1}{1 + \eta}$$
(5)

Для момента образования трещин следует учесть, что в тех случаях, когда арматура расположена одним пучком, облегающее ее волокно обыкновенно остается сжатым. Так, например, если допустить, что при трещинообразовании усилия в бетоне распределяются по треугольному закону, положение нулевой точки получается:

для бетона марки	600	500	400	300
расстояние нулевой точки от низа балки	0.15 h	0.145 h	0.142 h	0.147 h

Известно, что треугольный закон в данном случае неверен, но если учесть, что арматура редко приближается к краю на расстояние менее чем 0,25 h, то можно предположить, что фактически оно не выходит из сжатой зоны. Тогда

$$M_T = \frac{(H - \rho M_2)(h_{\text{ан}} + e) + \gamma R_p F_0 h_{\text{ан}}}{1 - \rho(h_{\text{ан}} + e)}$$

Понижение натяжения в результате усадки и ползучести можно вычислить по формуле:

$$\Delta H = H_0 - H = \frac{\varepsilon_y + \varepsilon_n}{1 + \eta} E_s = \frac{\varepsilon_y + E_s}{1 + \eta} + \frac{k \sigma_a E_0 \eta}{1 + \eta}$$

Рассмотренный тип армирования редко употребляется на практике, но приведенный метод вычисления часто применяют для балки с анкерами, так как он приводит к простым расчетам. Поэтому его можно рекомендовать как метод первого приближения.

б) Балка со шпирингальной арматурой

Для этого и всех последующих случаев расчет напряжений требует учета деформаций волокон, находящихся под углом по отношению к оси балки. Поэтому мы должны сначала рассмотреть здесь тео-

ретическую сторону вопроса, но предварительно мы сделаем следующие замечания: в разбираемых нами случаях могут представиться два положения:

В случаях б), в) и г), прилагаемые к плитам скальвающие усилия всегда очень малы. Поэтому мы ими пренебрежем. В дальнейшем мы также учтем, что очертание арматуры всегда пологое и угол наклона арматуры мал. В случае д) наоборот, скальвающие усилия могут быть значительными, но мы рассмотрим только тот случай, когда угол арматуры с горизонталью равен 45° . Этот случай наиболее распространен на практике. Этот метод при желании можно обобщить и для любых других очертаний арматуры.

Деформация косо го волокна

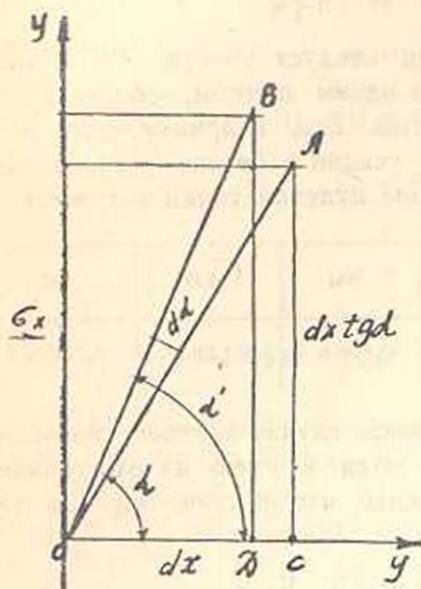


Рис. 4.

Допустим, что в каждой точке балки существуют зависимости:

$$\sigma_x = \frac{p}{2} + \sqrt{\left(\frac{p}{2}\right)^2 + \tau^2} = \frac{p}{2} + R,$$

$$\sigma_y = \frac{p}{2} - \sqrt{\left(\frac{p}{2}\right)^2 + \tau^2} = \frac{p}{2} - R.$$

В этих уравнениях p является продольным напряжением, действующим в балке, а σ_x и σ_y — напряжения по главным направлениям. Рассмотрим элементарную площадку $\alpha_x \alpha_y$, на которую действуют σ_x и σ_y . Известно, что осевые деформации этой площадки

$$e_x = \frac{1}{E}(\sigma_x - \nu \sigma_y),$$

$$e_y = \frac{1}{E}(\sigma_y - \nu \sigma_x),$$

где ν Пуассоново число, обыкновенно принимаемое равным $1/6$ для железобетона. В этих уравнениях положительный знак соответствует растяжению (в противоположность тому, что мы допускали до сих пор).

Если в нашей площадке выбрать волокно OA, образующее угол α с осью X-ов, то после деформации точка A перейдет в B, волокно повернется на угол $\alpha\alpha' = \alpha' - \alpha$ и удлинится на $\Delta = \overline{OB} - \overline{OA}$. Можно написать

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{DB}{OD} = \operatorname{tg} \alpha \frac{E + \sigma_y - \nu \sigma_x}{E + \sigma_x - \nu \sigma_y}$$

$$\Delta = \sqrt{BD^2 + OD^2} - OA$$

$$= \frac{dx}{E} \sqrt{\left[E - \frac{p}{2}(1-\nu) + R(1+\nu) \right]^2 + \operatorname{tg}^2 \alpha \left[E + \frac{p}{2}(1-\nu) - R(1+\nu) \right]^2}$$

$$\frac{dx}{\operatorname{Cos} \alpha}$$

Обозначим: $a = \frac{p}{2}(1-\nu)$ $b = R(1+\nu)$

$$\Delta = \frac{dx}{E} \sqrt{[E + (a+b)]^2 + \operatorname{tg}^2 \alpha [E + (a-b)]^2} - \frac{dx}{\operatorname{cos} \alpha}$$

$$= \frac{dx}{\operatorname{cos} \alpha} \sqrt{1 + 2 \frac{(a+b) + \operatorname{tg}^2 \alpha (a-b)}{E(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha)} + \frac{(a+b)^2 + \operatorname{tg}^2 \alpha (a-b)^2}{E^2}} - \frac{dx}{\operatorname{cos} \alpha}$$

В интересующих нас случаях $\operatorname{tg} \alpha$ всегда мал (< 1), так как арматура всегда расположена близко к растянутой изостатической кривой (оси x -ов), чем к сжатой (ось y -ов); и E очень велико по сравнению с остальными величинами; поэтому можно пренебречь последним членом радикала, а остающуюся под корнем величину принять в упрощенном виде:

$$\Delta = \frac{dx}{E \operatorname{cos} \alpha} \frac{a(1 + \operatorname{tg}^2 \alpha) + b(1 - \operatorname{tg}^2 \alpha)}{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha}$$

или

$$\Delta = \frac{dx}{E \operatorname{cos} \alpha} \left[\frac{p}{2} (1 - \nu) + R(1 + \nu) \operatorname{cos} 2\alpha \right]$$

Можно заметить, что

$$\frac{dx}{\operatorname{cos} \alpha} = ds \quad \alpha = \varphi - \theta$$

В этом уравнении φ обозначает угол наклона волокна к оси p , α — угол наклона напряжения σ к той же оси. Угол θ можно вычислить из формулы:

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{2\tau}{p}$$

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \operatorname{tg}(2\varphi - 2\theta) = \frac{\operatorname{tg}^2 \varphi - \frac{2\tau}{p}}{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi \frac{2\tau}{p}}$$

$$\cos \alpha z = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 2\varphi}} = \frac{p + \tau \operatorname{tg}^2 2\varphi}{2R} \cos 2\varphi$$

$$\Delta = \frac{ds}{E} \left\{ p(1 - \nu) + (1 + \nu) \left[\frac{p}{2} + \tau \operatorname{tg} 2\varphi \right] \cos 2\varphi \right\}$$

Эта формула дает деформацию волокна с уклоном $\operatorname{tg} \varphi$

Как мы указывали выше, эту общую формулу мы должны приложить к двум частным случаям:

1) Первый случай

$$\tau = 0 \quad R = \frac{p}{2} \quad \theta = 0 \quad \alpha = \varphi$$

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{ds}{E} p [(1 - \nu) + (1 + \nu) \cos 2\varphi] \\ &= \frac{ds}{E} p (1 - \nu \operatorname{tg}^2 \varphi) (1 + \operatorname{tg}^2 \varphi) \end{aligned} \quad (6)$$

2) Второй случай:

$$\varphi = 45^\circ \quad \operatorname{tg} \varphi = 1 \quad \cos 2\varphi = 0$$

$$\Delta = \frac{ds}{E} \left[\frac{p}{2} (1 - \nu) + \tau (1 + \nu) \right] \quad (7)$$

в частности, у нейтральной линии:

$$p = 0 \quad \Delta = \frac{ds}{E} \tau (1 + \nu)$$

у крайних волокон:

$$\tau = 0 \quad \Delta = \frac{p ds}{2E} (1 - \nu)$$

Таким же путем, как мы вычислили Δ , можно определить и:

$$d\alpha = - \frac{R(1 + \nu)}{E} \sin 2\varphi$$

Знак — минус указывает на то, что волокно поворачивается к оси х-ов.

$$d\alpha = - \frac{R(1 + \nu)}{E} \frac{\frac{p}{2} \operatorname{tg}^2 \varphi - \tau}{R} \cos 2\varphi = - \left(\frac{p}{2} (\sin 2\varphi - \tau \cos 2\varphi) (1 + \nu) \right) \frac{1}{E}$$

Что касается уравнений, то они принимают следующий вид:

$$\sigma_x = \frac{p_x + p_y}{2} + \sqrt{\frac{(p_x - p_y)^2}{4} + \tau_1^2},$$

$$\sigma_y = \frac{p_x + p_y}{2} - \sqrt{\frac{(p_x - p_y)^2}{4} + \tau_1^2},$$

где

$$p_x = p + \sigma_n \cos^2 \varphi,$$

$$p_y = -\sigma_n \sin^2 \varphi,$$

$$\tau_1 = \tau + \frac{\sigma_n}{2} \sin 2\varphi.$$

На рис. 5 φ отрицателен и $\tau' < \tau$

Подставляя эти выражения, получим:

$$\sigma_x = \frac{1}{2} [p + \sigma_n + \sqrt{(p + \sigma_n \cos 2\varphi)^2 + (2\tau + \sigma_n \sin 2\varphi)^2}],$$

$$\sigma_y = \frac{1}{2} [p + \sigma_n - \sqrt{(p + \sigma_n \cos 2\varphi)^2 + (2\tau + \sigma_n \sin 2\varphi)^2}],$$

В частности, если $\varphi = \pm 45^\circ$, то

$$\sigma_x = \frac{1}{2} [p + \sigma_n + \sqrt{p^2 + (2\tau \pm \sigma_n)^2}],$$

$$\sigma_y = \frac{1}{2} [p + \sigma_n - \sqrt{p^2 + (2\tau \pm \sigma_n)^2}].$$

Если при этом $\varphi = -45^\circ$ и предварительное напряжение

$$\sigma_n = 2\tau, \text{ то } \sigma_x = p + \frac{\sigma_n}{2} \text{ и } \sigma_y = \frac{\sigma_n}{2}.$$

С помощью этих же уравнений можно вывести значение σ_n , которое свело бы к нулю растягивающие усилия.

Имеем:

$$\sigma_n = \frac{\tau^2}{\frac{p}{2} (1 - \cos 2\varphi) - \tau \sin 2\varphi}.$$

Если $\varphi = 45^\circ$, то

$$\sigma_n = \frac{\tau^2}{\frac{p}{2} + \tau}.$$

У нейтральной линии τ имеет максимальное значение а $p = 0$

$$\sigma_n = -\tau \frac{1}{\sin^2 \varphi}$$

если

$$\varphi = -45^\circ, \text{ то } \sigma_n = \tau$$

Можно также вычислить угол φ , под которым должно действовать заданное предварительное напряжение σ_n , чтобы не было растягивающих усилий. После простого преобразования находим:

$$\operatorname{tg} \varphi = \tau \left[\frac{-\sigma_n \pm \sqrt{\sigma_n^2 - \tau^2 + p \sigma_n}}{\tau^2 - p \sigma_n} \right]$$

и, при $p=0$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{\sigma_n}{\tau} \pm \sqrt{\frac{\sigma_n^2}{\tau^2} - 1}$$

Чтобы решение было бы возможным, нужно чтобы $\sigma_n > \tau$. Напомним, наконец, что согласно указаниям Инструкции, скальвающее усилие нужно проверять не только у нейтральной линии, но и там, где сечение испытывает резкие изменения своей ширины. На практике достаточно учитывать усилия в точке соприкосновения втул верхней полки двутавра со стенкой. Все остальные точки не опасны.

С помощью приведенных выше формул мы можем вычислить напряжения в напряженно-армированных элементах, в которых арматура проложена не параллельно оси (рис. 3 б).

Если назвать i расстояние арматуры от центра тяжести по середине балки и f стрелку арматуры у опор, то

$$e = i - f \xi,$$

где

$$\xi = \frac{2x}{l}$$

Наклон арматуры будет $\operatorname{tg} \varphi = \frac{2f}{l}$

Если элемент нагружен равномерно распределенной нагрузкой, то

$$M = M_0 (1 - \zeta^2),$$

$$\text{где } M_0 = \frac{ql^2}{8}.$$

Удлинение волокна от действия момента M будет:

$$\lambda = 2 \int_0^{l/2} \Delta = 2 \frac{(1 - \nu \operatorname{tg}^2 \varphi)(1 + \operatorname{tg}^2 \varphi)}{E_0} \int_0^{l/2} \frac{\sigma_0 dx}{\cos \varphi}$$

Примем обозначение

$$A = \frac{(l^2 - 4\nu f^2)(l^2 + 4f^2)}{l^4} \sqrt{1 + \frac{4f^2}{l^2}} = 1 + \frac{4f^2}{l^2} \left(\frac{3}{2} - \nu \right);$$

мы здесь учли, что f мало по сравнению с l и, поэтому, выраже-

нием $\left(\frac{f}{l}\right)^4$ можно пренебречь.

Тогда

$$\lambda = \frac{2 A M_0 l}{E_0 I_0} \left(\frac{1}{3} - \frac{f}{8} \right)$$

Рассуждая как и раньше, мы вычисляем укорочение бетона, вызванное дополнительным растяжением арматуры:

Получаем (пренебрегая поперечными усилиями):

$$\lambda' = 2 \int_0^{l/2} \frac{\sigma_0}{E} ds = 2 \frac{A \bar{X}}{F_0 E_0} \int_0^{l/2} \left(1 + \frac{e^2}{r^2} \right) \alpha x$$

введем обозначение:

$$\eta' = \left[1 + \frac{1}{r^2} \left(i^2 - \bar{i}i + \frac{f^2}{3} \right) \right] n \mu$$

Получаем уравнение, родственное полученному в предыдущем случае:

$$\frac{2 A M_0 l}{E_0 F_0} \left(\frac{1}{3} - \frac{f}{8} \right) - \frac{\bar{X} L A}{F_0 E_0} \frac{\eta'}{n \mu} = \frac{\bar{X} L}{E_s F_s} \bar{X} = \rho' M_0$$

$$\rho' = 2 n \mu \frac{1}{L} \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \frac{A}{1 + \eta' A} \left(\frac{1}{3} - \frac{f}{8} \right)$$

Для учета действия ползучести можно рассуждать так же, как и выше.

Сокращение волокна от усилия в бетоне будет:

$$\begin{aligned} \lambda'' &= A_k \sigma_0 \alpha x \\ &= 2 A_k \sigma_s \cdot \mu \int_0^{l/2} \left(1 + \frac{e^2}{r^2} \right) dx \\ &= \frac{A_k \sigma_s \cdot L \eta'}{n} \end{aligned}$$

Уменьшение сжатия от сокращения арматуры будет:

$$\lambda''' = \frac{\bar{X} L A \eta'}{F_0 E_0 n \mu}$$

Здесь

$$\bar{X} = \lambda E_s F_s$$

Поэтому:

$$\lambda''' = \lambda A \eta' L$$

Укорочение арматуры:

$$\lambda'''' = \frac{\lambda L}{\cos \varphi}$$

Приравняв укорочение железа и бетона, получим

$$\frac{\lambda L}{\cos \varphi} = A_k \sigma_s \cdot L \frac{\eta'}{n} - \lambda A \eta' L$$

$$a_2^u = E_{\delta n} \sigma_a \cdot \frac{A \eta' \cos \varphi}{1 + A \eta' \cos \varphi}$$

Для учета усадки, имеем:

$$\frac{\lambda}{\cos \varphi} = \frac{\varepsilon_y}{\cos \varphi} - \lambda A \eta' L$$

$$a_2^y = \lambda E_a = \frac{\varepsilon_y E_a}{1 + A \eta' \cos \varphi}$$

В конечной форме получаем уравнения:

в середине пролета

$$\sigma_{во} = n \left(1 - \frac{i}{h_{ан}} \right) + \frac{M_2}{h_{ан}} > \frac{R_p}{2.5} F_6$$

$$\sigma_{но} = n \left(1 + \frac{i}{h_{ан}} \right) - \frac{M_2}{h_{ан}} \leq R'_6 F_6$$

у опор

$$\frac{R_p}{2.5} \leq \sigma_{во} = \frac{H}{F_6} \left(1 - \frac{i-f}{h_{ан}} \right) \leq R'_6$$

$$\frac{R_p}{2.5} \leq \sigma_{но} = \frac{H}{F_6} \left(1 + \frac{i-f}{h_{ан}} \right) \leq R'_6$$

При максимальной нагрузке:

$$\sigma_a = \sigma_{ак} - \sigma_a + \Delta \sigma_a,$$

$$\sigma_a = \frac{\varepsilon_y E_a}{1 + A \eta' \cos \varphi} + k \sigma_a E_6 \frac{A \eta' \cos \varphi}{1 + A \eta' \cos \varphi}$$

$$\Delta \sigma_a = \frac{\rho'}{F_a} (M_1 - M_2)$$

$$M_1 = \frac{H - \rho' M_2}{1 - \rho' (h_{ан} + i)} (h_{ан} + i)$$

Здесь уже нельзя допустить, что в момент появления трещин арматура останется в сжатой зоне. Прирост момента можно учесть по формуле Инструкции:

$$M_T - M_1 = M_1' = W \gamma R_p + \sigma_p \mu (h_{ан} + i) F_6, \text{ где } \sigma_p \approx 200 \text{ кг/см}^2$$

Как известно, при трещинообразовании не требуется проверки напряжений в сжатой зоне элемента.

Как видно, элемент, армированный косой арматурой, дает большие возможности, чем если арматура прямая, так как мы можем здесь беспрепятственно брать $i > h_{ан}$; опасное сечение получается не в середине пролета, а в промежутке между опорой и серединой пролета, так как усилия от предварительного напряжения убывают по линейному закону, и следовательно быстрее, чем от изгибающего момента.

в) Балка с прямой арматурой и параболической осью

Для расстояния арматуры от оси:

$$e = i - \frac{4f}{l^2} x^2 = i - f \xi^2$$

$$ds = dx$$

$$\Delta = \frac{\sigma_6 dx}{F} = \frac{Me}{EI} dx$$

$$\lambda = 2 \int_0^{l/2} \frac{\sigma_6}{E_6} dx = \frac{2 M_0 l}{E_6 I_6} \left(\frac{i}{3} - \frac{f}{15} \right)$$

Укорочение волокна от усилия \bar{X} в арматуре:

$$\lambda' = 2 \int_0^{L/2} \frac{\bar{X}}{F_6 E_6} \left(1 + \frac{e^2}{r^2} \right) dx$$

Обозначая через

$$\eta'' = \pi \mu \left[1 + \frac{1}{r^2} \left(i^2 - \frac{2}{3} if + \frac{f^2}{5} \right) \right]$$

$$\lambda' = \frac{\bar{X} L}{F_6 E_6} \frac{\eta''}{\pi \mu},$$

будем иметь:

$$\frac{2 M_0 l}{E_6 I_6} \left(\frac{i}{3} - \frac{f}{15} \right) - \frac{\bar{X} L}{E_6 F_6} \frac{\eta''}{\pi \mu} = \frac{\bar{X} L}{E_2 F_2}$$

$$\bar{X} = \rho'' M_0 \quad \rho'' = 2 \pi n \frac{1}{L} \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \frac{1}{1 + \eta''} \left(\frac{i}{3} - \frac{f}{15} \right)$$

$$\Delta \sigma_{a_1} = \frac{\rho''}{F_2} (M_1 - M_2)$$

Эта формула такого же типа как и предыдущая.

Для учета ползучести и усадки получим соответственно

$$\sigma_{a_1} = \frac{\varepsilon_y E_a}{1 + \eta''} + k \sigma_{a_1} E_6 \frac{\eta''}{1 + \eta''}$$

В конечном итоге получаются уравнения той же формы, как и в предыдущем случае при замене величины $\Delta \sigma_{a_1}$ и σ_{a_1} их новыми обозначениями.

2) Балка с прямой осью с арматурой, изогнутой по параболическому очертанию.

Здесь e опять = $i - f\zeta^2$,

$$\Delta = \frac{p}{E} (1 - \nu \operatorname{tg}^2 \varphi) (1 + \operatorname{tg}^2 \varphi) ds$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{4f\xi}{l} \quad ds = \frac{dx}{\cos \varphi}$$

$$\sigma_0 = \frac{M_0 l}{I_0} (i - f\xi^2) (1 - \xi^2)$$

$$\Delta = \frac{M_0 l}{2E_0 I_0} \left[(i - f\xi^2) (1 - \xi^2) \right] \left(1 - \frac{16\nu f^2 \xi^2}{l^2} \right) \left(1 + \frac{16f^2 \xi^2}{l^2} \right)^{3/2} d\xi$$

Для интегрирования этого уравнения мы учтем, что f мало по сравнению с l и поэтому членами, где встречается $(f/l)^4$, можно пренебречь. Тогда Δ примет вид:

$$\Delta = \frac{M_0 l}{2E_0 I_0} \left\{ (i - f\xi^2) (1 - \xi^2) \left[1 + \frac{16f^2}{l^2} \left(\frac{3}{2} - \nu \right) \xi^2 \right] \right\} d\xi$$

введя обозначения: $\kappa = \frac{16f^2}{l^2} \left(\frac{3}{2} - \nu \right)$

$$B = 2 \left[\frac{i}{3} \left(1 + \frac{\kappa}{5} \right) - \frac{i}{15} \left(1 + \frac{3\kappa}{7} \right) \right],$$

находим:

$$\lambda = \frac{B M_0 l}{E_0 I_0}$$

Эта формула того же типа, что и предыдущая.

Укорочение от силы \bar{X} напишется так:

$$\lambda' = \frac{\bar{X} l}{E_0 I_0} \int_0^{L/c} \left(1 + \frac{e^2}{r^2} \right) (1 + \kappa \xi^2) d\xi$$

Введя обозначение:

$$\eta''' = \pi \mu \left\{ 1 + \frac{\kappa}{3} + \frac{1}{r^2} \left[i^2 - \frac{i(2f - \kappa i)}{3} + \frac{i(f - 2\kappa i)}{5} + \frac{\kappa f^2}{7} \right] \right\}$$

получим:

$$\lambda' = \frac{\bar{X} L}{E_0 F_0} \frac{\eta'''}{\pi \mu}$$

Общее уравнение имеет вид:

$$\frac{M_0 l}{E_0 F_0} B - \frac{\bar{X} L}{E_0 F_0} \frac{\eta'''}{\pi \mu} = \frac{\bar{X} L}{E_0 F_0} \left(1 + \frac{8f^2}{3L^2} \right)$$

$$\bar{X} = \rho''' M_0 \quad \rho''' = \mu_r \frac{1}{L} \frac{1}{r^2} \frac{B}{1 + \eta''' + \frac{8}{3} \frac{f^2}{L^2}}$$

$$\Delta \sigma_a = \frac{\rho'''}{F_a} (M_1 - M_2)$$

При учете усадки будем иметь

$$\lambda L \left(1 + \frac{8}{3} \frac{f^2}{L^2} \right) - \varepsilon_y L \left(1 + \frac{8}{3} \frac{f^2}{L^2} \right) - \frac{\bar{X} L}{E_0 F_0} \times \frac{\eta'''}{\mu_r}$$

где $\bar{X} = \lambda F_a E_a$

$$a_2^y = \lambda E_a = \frac{\varepsilon_y E_a}{1 + \frac{\eta'''}{1 + \frac{8}{3} \frac{f^2}{L^2}}}$$

При учете ползучести получим:

$$a_2^{\text{II}} = \kappa \sigma_a, E_0 \times \frac{\eta'''}{1 + \eta''' + \frac{8}{3} \frac{f^2}{L^2}}$$

д) Балка с арматурой, отогнутой по концам

Балки с арматурой, отогнутой по концам под углом в 45° , представляют самый интересный случай, во-первых, потому, что они встречаются особенно часто и, во-вторых, потому, что применяются при больших пролетах.

Применяя обозначения, указанные на рис. 3 д, напишем:

Длину арматуры $l(a + i\sqrt{2})$

$$\beta = \frac{L}{l} = a + i$$

Для среднего участка балки $e = i$; у опор $e = i - \frac{1}{2}(\zeta - a)$

Под действием момента удлинение волокна, облегающего арматуру:

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3$$

удлинение в горизонтальной зоне:

$$\lambda_1 = 2 \int_0^{\frac{la}{2}} \frac{M_i}{F_0 l_0} dx = \frac{M_0 i l}{l_0 E_0} \left(a - \frac{a^2}{3} \right)$$

удлинение от продольных усилий в зоне косой арматуры:

$$\lambda_2 = 2 \int_{\frac{la}{2}}^{\frac{l}{2}} \frac{dx}{E_0} \frac{\sigma}{2} (i - \nu) \sqrt{2}$$

$$= \frac{1-\nu}{E_0 \sqrt{2}} \cdot \frac{M_0 l}{I_0} \int_a^{\beta} (1-\zeta^2) \left[i - \frac{1}{2} (\zeta - a) \right] d\zeta$$

Введя обозначение:

$$C = \frac{1-\nu}{\sqrt{2}} f \left\{ i(1-3a^2-3af-f^2) - \frac{If}{24} (6-6a-8af-3f^2) \right\}$$

будем иметь:

$$\lambda_2 = \frac{c M_0 l}{E_0 I_0}$$

удлинение в зоне косой арматуры от скалывающих усилий:

$$\lambda_2 = 2 \int_{\frac{la}{2}}^{\frac{l}{2}} \frac{dx}{E_0} \tau(1+\nu)\sqrt{2},$$

где

$$\tau = \frac{QS}{bI} \quad Q = q \frac{1}{2} \zeta$$

Вычисление λ_2 зависит от формы сечения, которая может изменяться в значительных пределах.

Поэтому, учитывая, что λ_2 малая величина, мы примем:

$$\tau = \frac{Q}{F_0}$$

$$\lambda_2 = \frac{(1+\nu)\sqrt{2}}{E_0 F_0} \frac{ql^2}{2} \int_a^{\beta} \zeta d\zeta$$

Введем обозначения:

$$D = \frac{1+\nu}{\sqrt{2}} f(2a+f) \quad Q_0 = \frac{ql}{2}$$

$$\lambda_2 = \frac{DQ_0 l}{E_0 F_0}$$

$$\lambda = \frac{M_0 l}{I_0 E_0} \left[i \left(a - \frac{a^2}{3} \right) + C \right] + D \frac{Q_0 l}{E_0 F_0}$$

Деформацию волокна от усилия \bar{X} , вызванную растяжением λ' , можно также представить в аналогичной форме:

$$\lambda' = \lambda_1' + \lambda_2' + \lambda_3'$$

$$\lambda_1' = 2 \int_0^{\frac{la}{2}} \frac{\bar{X}}{F_0 E_0} \left(1 + \frac{i^2}{r^2} \right) dx = \frac{\bar{X}}{F_0 E_0} \left(1 + \frac{i^2}{r^2} \right) la$$

Усилия в отгибах:

Усилие в арматуре состоит из продольной силы $X/\sqrt{2}$, дающей деформацию λ_1 , и касательной силы $X/\sqrt{2}$, дающей деформацию λ_2 .

Строго говоря, нужно было бы также принять во внимание деформации λ_3 от поперечных сил, но эта деформация мала и мы ее не учитываем.

$$\lambda_2 = 2 \int_0^{\frac{L}{2}} \frac{\bar{X} \sqrt{2}}{2F_0 E_0} \left(1 + \frac{e^2}{r^2} \right) \frac{1-\nu}{\sqrt{2}} dx$$

$$= \frac{F \bar{X} l}{E_0 F_0}, \quad \text{где } F = \frac{1-\nu}{2} f \left\{ 1 + \frac{1}{r^2} \left(i^2 - \frac{li^2}{2} + \frac{i^2 f^2}{12} \right) \right\}$$

$$\lambda_3 = 2 \int_0^{\frac{L}{2}} \tau(1+\nu) \frac{dx}{E_0} \sqrt{2}. \quad \text{Поскольку } \tau = \frac{\bar{X}}{\sqrt{2} F_0},$$

$$\lambda_3 = \frac{1+\nu \bar{X}}{E_0 F_0} \text{ и}$$

В окончательном виде для λ' получим следующее выражение:

$$\lambda' = \frac{\bar{X} l}{E_0 F_0} \frac{\eta^{IV}}{\pi \mu},$$

где

$$\eta^{IV} = \left[a \left(1 + \frac{i^2}{r^2} \right) + F + (1+\nu) f \right] \frac{1}{\pi \mu}$$

Общее уравнение примет вид:

$$\frac{M_0 l}{E_0 I_0} \left[i \left(a - \frac{a^3}{3} \right) + C + \frac{DQ_0 l}{E_0 F_0} - \frac{\bar{X} l}{E_0 I_0} \eta^{IV} \right] = \frac{\bar{X} l}{E_a F_a} (a + f\sqrt{2})$$

При

$$\rho^{IV} = \left\{ \frac{1}{r^2} \left[i \left(a - \frac{a^3}{3} \right) + C \right] + DQ_0 \right\} \frac{1}{f\sqrt{2} + a + \eta^{IV}}$$

$$\bar{X} = \rho^{IV} (M_1 - M_2)$$

При учете усадки будем иметь:

$$\bar{X} l (a + f\sqrt{2}) = \varepsilon_y l (a + f\sqrt{2}) - \frac{\bar{X} l}{F_0 E_0} \frac{\eta^{IV}}{\pi_1 \mu},$$

откуда находим:

где

$$\bar{X} = a_2^y F_a,$$

$$a_2^y = \frac{\varepsilon_y E_a}{1 + \frac{\eta^{IV}}{a + f\sqrt{2}}}$$

Для учета ползучести получим соответственно:

$$a_2^n = \kappa E_6 \sigma_{a1} \frac{\eta^{IV}}{a + f\sqrt{2} + \eta^{IV}}$$

Касательные усилия

Как мы видели, для струнбетонных балок, при разрушении, предварительное напряжение на опорах не только сохраняется, но, наоборот, возрастает. Правда, в струнбетонных балках трудно было с уверенностью учесть это нарастание, так как было неизвестно, в какой зоне она распределялась.

В балках с анкерами, наоборот, сомнения в этом направлении быть не может, так как все напряжение передается на анкера и, следовательно, сжимает всю балку. Поэтому можно проверить скалывающие усилия на разрушение, допуская, что предварительное напряжение в этот момент будет равно $\sigma_t F_a$. Если учесть при этом, что мы имеем возможность так расположить арматуру, чтобы это напряжение действовало бы под наклоном, то в громадном большинстве случаев нетрудно будет сильно уменьшить растягивающие усилия от скалывания. Поэтому мы считали бы целесообразным рассчитывать напряженно-армированные мосты так, чтобы трещинообразование от касательных сил совпадало бы с моментом разрушения. Такое условие не только дало бы возможность полностью отказаться от поперечной арматуры, но гарантировало бы еще некоторый добавочный коэффициент прочности на скалывание, так как даже после трещинообразования бетон может еще противиться разрушению балки. Поэтому, сохраняя для проверки на скалывание коэффициент запаса „К“ против разрушения, мы тем самым создаем более высокий коэффициент на разрушение от касательных сил, как это делает и Инструкция.

Но если эти соображения допустимы для опор, то в центральной части балки могут возникнуть зоны, где возможны трещины, хотя при испытании балок на разрушение такие трещины не наблюдались.

Чтобы уяснить этот вопрос, возьмем балку с прямой горизонтальной арматурой (случай а) и рассмотрим усилия вдоль нейтральной линии (нагрузка предполагается, как и раньше, равномерно распределенной). Чтобы избежать трещины до разрушения балки, нужно удовлетворить условию:

$$R_p = \frac{\sigma_r \mu}{2} - \sqrt{\frac{(\sigma_r \mu)^2}{4} + \tau^2}$$

или скалывание при разрушении:

$$\tau_p = R_p \sqrt{1 - \mu \frac{\sigma_r}{R_p}}$$

Здесь предварительное напряжение равно $\sigma_r F_a$ и сжатие бетона будет $\sigma_r \mu$.

Эти формулы не зависят от характера загрузки балки; для примера допустим, что $R_p = 30 \text{ кг/см}^2$, $\sigma_r = 15 \text{ т/см}^2$, $\mu = 0,7\%$; тогда $\tau_p = 63 \text{ кг/см}^2$.

τ_p будет наивысшим напряжением в балке (если, конечно, в других точках сечения и, в частности, у начала верхних вут не появится более высоких напряжений).

Пока материал балки работает как упругое тело, сжатие вдоль оси остается постоянным и равным $\mu \sigma_r$, а скалывающие усилия убывают. Поэтому в соответствующей зоне никакой проверки не нужно. Но условия меняются с того момента, когда появляется первая трещина.

Легко установить расстояние первой теоретической трещины от опор.

$$S = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{K_T}{K}} \right) l.$$

Если $K_T = 1,15$ и $K = 2$, то $S = 0,175 l$;

усилие τ_0 в этом сечении будет:

$$\tau_0 = \left(\frac{1}{2} - a \right) \tau_p = c \tau_p = 0,65 \tau_p.$$

От этой точки усилия τ будут убывать к середине пролета по линейному закону

$$\tau = \tau_0 \xi$$

Напряжение по оси будет зависеть от изгибающего момента и мы допустим, что он изменяется по параболическому закону, хотя фактически он убывает быстрее, так как плечо момента также увеличивается.

Если положить $\sigma = \sigma_r \mu \xi^2$, то основное уравнение напишется так:

$$R_p = \frac{\sigma_r \mu \xi^2}{2} - \sqrt{\frac{(\sigma_r \mu \xi^2)^2}{4} + \tau_0^2 \xi^2}$$

$$\xi^2 = \frac{R_p}{\tau_0^2 + \sigma_r \mu R_p} = \frac{R_p}{c^2 R_p + (1 - c^2) \sigma_r \mu}$$

где ξ изменяется от 0 до 1.

Для $\epsilon = 1$, $\zeta = 1$. Если „ ϵ “ меньше единицы, то ζ^2 будет больше 1, то есть в средней зоне балки усилия растяжения никогда не достигнут предела R_p .

При криволинейной продольной арматуре напряжения в средней зоне балки могут быть более значительными, чем у опор, но следует учесть, что эти напряжения при криволинейной арматуре будут всегда меньше, чем при прямой арматуре и поэтому следует проверять только те зоны, где $\tau \geq \tau_p$.

Вообще можно заметить, что в плитах τ всегда меньше τ_p . В балках скальвающие напряжения могут быть значительные и там нужно отгибать арматуру начиная с того сечения, где $\tau = \tau_p$ (или даже раньше, если в сечении есть точки более опасные, чем точка, расположенная на нейтральной линии).

При конструировании балок расстояние между отогнутыми стержнями должно по возможности удовлетворять условию:

$$X = \frac{\sigma_t F_a}{\tau b} \sqrt{2} < \lambda$$

Здесь F_a — сечение отогнутой арматуры.

П Р И Н Я Т Ы Е О Б О З Н А Ч Е Н И Я

- K_T — коэффициент запаса на образование трещин,
 R_n — условное временное сопротивление сжатию, вводимое в расчет при изгибе внецентренного сжатия и растяжения,
 R' — прочность бетона в момент передачи на него напряжения,
 R_p — временное сопротивление бетона при центральном растяжении,
 σ_p — временное сопротивление арматуры,
 σ_T — предел текучести арматуры,
 $\sigma_{вк}$ — предварительное напряжение арматуры, контролируемое при натяжении,
 $\sigma_{вк}$ — потеря предварит. напряжения от ползучести и усадки,
 $\sigma_{вк}$ — напряжение арматуры перед нагружением элемента с учетом потерь от усадки, ползучести и упругого обжатия бетона,
 $\sigma_{вк}$ — напряжение в арматуре при образовании трещин,
 $\sigma_{б}$ — предварительное напряжение бетона на сжатие с учетом потери от усадки и ползучести (соответствует $\sigma_{вк}$),
 $\sigma_{гт}$ — главное растягивающее напряжение в бетоне при образовании трещин,
 $\sigma_{сжк}$ — главное сжимающ. напряжен. в бетоне при образовании трещин,

- ε_y — укорочение бетона от усадки,
 ε_n — укорочение бетона от ползучести,
 M_v — изгибающий момент, вызывающий образование трещин,
 Q_{tr} — поперечная сила при нагрузке, вызывающей образование трещин,
 F_a — площадь напряженной арматуры,
 I_b, I_a — моменты инерции сечения бетона и арматуры,
 I_n — приведенный момент инерции сечения,
 F_n — приведенная площадь сечения,
 $\mu = \frac{F_a}{F_n}$ — коэффициент армирования $\mu_n = \frac{F_a}{F_n}$,
 h_{yn} — расстояние от геометрической оси сечения до верхней грани ядра сечения,
 $h_{ан}$ — расстояние от геометрической оси сечения до нижней грани ядра сечения,
 y_n — расстояние от центра тяжести сечения до верхнего волокна,
 $y_{н}$ — расстояние от центра тяжести сечения до нижнего волокна,
 w_n — приведенный момент сопротивления при треугольной эпюре напряжений,
 r_n — радиус инерции приведенного сечения,
 r — радиус инерции бетонного сечения,
 H_0 — предварительное напряжение (монтажное) = $F_a \sigma_{ак}$,
 l — пролет балки,
 l — длина арматуры между анкерем,
 γ — поправочный коэффициент Инструкции [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Инструкция по проектированию предварительно-напряженных железобетонных конструкций и указания по их изготовлению (проект). Стройиздат Наркомстроя, 1943.

Ս. Մ. Խնդրյան

ՀԵԾԱՆԱՅԻՆ ԿՈՆՍՏՐՈՒԿՏԻՎՆԵՐԻ ՀԱՇՎՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ի Մ

Լարված կոնստրուկցիաները մեծ նեոաքրքրություն են ներկայացնում առաջավոր շինարարության համար. սակայն նրանց հաշվումը դեռևս բավարար չափով չի ուսումնասիրված:

Ներկա աշխատանքում նշված են տասնվեցապես կամբերջաշինարարության մեջ կիրառվող, արմատաբայով լարված ուղիղ կամ կորագիծ պրոֆիլով նեծանային տիպի կոնստրուկցիաների հաշվարկի նոր մեթոդներ և բերված են բանաձևեր՝ առաջացող լարվածությունները հաշվելու համար

СТРОИТЕЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

О. А. Мартиросян

Портландцемент из отходов промышленности

Задача изыскания путей покрытия потребности строительства в портландцементе, базируясь на внутренних сырьевых ресурсах, в условиях Армянской ССР является весьма актуальной.

Одним из наиболее эффективных способов разрешения этой задачи является организация производства портландцемента на базе использования отходов промышленности. Применением сырья, представляющего собой промышленный отброс, достигается возможность получения цемента по сниженной себестоимости, при одновременном повышении экономической эффективности предприятия, отходы которого могут быть для этого использованы. В частности утилизация карбидной извести до настоящего времени идет лишь по пути частичного ее использования в качестве вяжущего для каменной кладки. Большая часть карбидной извести не используется вовсе. В то же время этот материал может быть в полной мере использован в смеси с местными глинами в качестве основного сырья для производства портландцемента.

Идея использования ереванской карбидной извести для производства портландцемента высказывалась одновременно рядом специалистов. В настоящее время трудно установить, кем она была выдвинута впервые. Во всяком случае исследований в этом направлении проведено не было и проблема до настоящего времени оставалась неразрешенной.

В настоящей статье вкратце публикуется содержание научно-экспериментальной работы, разрешившей вопрос о целесообразности организации производства портландцемента на базе ереванской карбидной извести.

Работа выполнялась в лабораториях Института Строительных Материалов и Сооружений Академии Наук Армянской ССР и Московского Ордена Ленина Химико-Технологического Института им. Менделеева автором статьи, под общим руководством доктора технических наук, профессора Ю. М. Бутт. Большая помощь в проведении исследований была оказана старшим научным сотрудником Грузинского Филнала ВИМС инженером Л. А. Захаровым, за что автор пользуется случаем выразить ему свою благодарность.

Характер работы

Сырье, на основе которого изучалась возможность получения портландцемента, отличается от обычно применяемого портландцементного сырья тем, что при неизменном глинистом компоненте, в клинкерообжигательную печь загружается не карбонат, а гидрат окиси кальция. В связи с этим процессы, происходящие в частях печи, соответствующих при обычном сырье зонам подогрева и кальцинирования, при применении в качестве известкового компонента карбидной извести будут существенно отличаться от процессов, протекающих при обычном сырье.

В температурном интервале, соответствующем при обычном известковом компоненте зоне подогрева, будет происходить дегидратация карбидной извести, причем поскольку дегидратация $\text{Ca}(\text{OH})_2$ протекает с поглощением тепла, на температурной кривой обжига сырьевой смеси возникает некоторый „горизонтальный участок“, соответствующий остановке в повышении температуры обжигаемого материала при резком понижении температуры печных газов.

Эндотермический участок, на котором при постоянной температуре материала имеет место резкое снижение температуры печных газов, в случае применения известняка соответствует зоне кальцинирования, т. е. процессу интенсивной декарбонизации углекислого кальция и лежит в интервале температур обжигаемого материала—приблизительно 1000—1100°.

Таким образом, разложение известкового компонента с образованием окиси кальция в нашем случае наступит значительно раньше и наиболее напряженная (в отношении потребления тепла) зона печи при применении карбидной извести будет находиться в пределах более низких температур, чем при применении известняка.

Это обстоятельство должно явиться фактором меньшего расхода тепла в процессе обжига шихты на карбидной извести и может быть количественно проиллюстрировано следующим:

Разложение известкового компонента при применении карбоната или гидроокиси кальция протекает с поглощением соответственно 42,52 и 15,5 калорий тепла на 1 грамм-молекулу вещества. Следовательно, теплота разложения 1 кг CaCO_3 (при молекулярном весе его 100) равна:

$$\frac{42,52}{100} \cdot 1000 = 425,2 \text{ кал.},$$

а теплота разложения 1 кг $\text{Ca}(\text{OH})_2$ (при молекулярном ее весе 74) равна соответственно:

$$\frac{15,5}{74} \cdot 1000 = 209,5 \text{ кал.}$$

Таким образом, на разложение 1 кг $\text{Ca}(\text{OH})_2$ теоретически требуется тепла меньше, чем на разложение 1 кг CaCO_3 , на:

$$\frac{425,2 - 209,5}{452,2} \cdot 100 \cong 51\%$$

или для получения 1 кг CaO из CaCO₃ теоретически требуется:

$$\frac{100}{56} \cdot 425,2 = 759,4 \text{ кал.}, \text{ а для получения 1 кг CaO из Ca(OH)}_2$$

$$\text{требуется соответственно: } \frac{74}{56} \cdot 209,5 = 276,7 \text{ кал.}$$

Следовательно, для получения 1 кг CaO из Ca(OH)₂ теоретически требуется меньше тепла, чем на получение того же количества

$$\text{CaO из CaCO}_3, \text{ на: } \frac{759,4 - 276,7}{759,4} \cdot 100 \cong 63\%$$

Практически, в условиях обжига цементной шихты в печи, разложение карбоната кальция происходит наряду с реакциями силикатообразования, причем последние не могут не оказывать влияния на тепловой эффект реакции образования окиси кальция. Кроме того, в силу ряда специфических свойств шихты, приготовленной из карбидной извести, цементный шлам будет содержать больше воды, чем обычно, что также отразится на расходе тепла при обжиге шихты из карбидной извести. Поэтому, в производственных условиях, разница в расходе тепла на обжиг шихты при том и другом известковом компоненте не будет столь велика. Однако, существенная экономия в расходе топлива при нашем сырье несомненна.

К моменту начала реакций в твердом состоянии между известью—с одной стороны и кремнеземом и полуторными окислами—с другой, т. е. к области температур 600—800° известковый компонент в нашем случае подходит в виде окиси кальция, не связанной в карбонат (т. е. в виде свободной извести). Известно, что „...в указанном температурном интервале эти взаимодействия протекают еще настолько медленно, что практическое их значение невелико; тем не менее они сказываются как на составе обжигаемого материала, так и на его внешнем виде еще до достижения зоны быстро протекающего кальцинирования и образования двухкальциевого силиката...“*

В температурном интервале 1000—1100°, соответствующем отсутствующей при нашем сырье зоне кальцинирования, реакции в твердом состоянии протекают интенсивнее и при 1100—1200° идут весьма быстро.

В отличие от обычного процесса в печи, в нашем случае, в интервале температур от начала силикатообразования за счет реакций в твердом состоянии до экзотермической зоны их максимальной интенсивности, присутствует свободная окись кальция. При обычном же процессе свободная известь образуется в значительном количестве лишь в зоне кальцинирования, так что лишь при подходе об-

* В. Н. Юнг—Введение в технологию цемента. 1938. г. Москва.

жигаемого материала непосредственно к экзотермической зоне в случаях того и другого известкового компонента химический состав обжигаемого материала делается примерно одинаковым.

Впрочем, полагая, что реакционная способность свободной извести должна быть выше реакционной способности карбоната кальция, можно считать, что в нашем случае силикатообразование, начинаясь раньше, будет протекать интенсивнее на протяжении всего процесса от дегидратации карбидной извести до экзотермической зоны и на подходе к зоне спекания (вернее, еще до зоны спекания — к экзотермической зоне). Материал в нашем случае окажется лучше подготовленным в смысле более полного образования силикатов и алюминатов, чем при обычном сырье, а это должно способствовать большей полноте реакции образования алита и других реакций в зоне спекания. Однако, мы не склонны к переоценке этого, по нашему мнению, возможного обстоятельства и во всяком случае имеем в виду, что ... «Самыми главными реакциями при обжиге клинкера являются те реакции, которые наступают в период спекания, так как процесс спекания является процессом образования клинкерных минералов.»*

Что касается реакций в зоне спекания, то независимо от того, происходит ли в начальных зонах печи декарбонизация известкового компонента или его дегидратация, течение реакций образования клинкерных минералов, при соблюдении соответствующего температурного режима в зоне обжига и длительности процесса спекания, не должно отличаться в том и другом случае.

В самом деле — при сильном обжиге обычного сырья с образованием повышенного количества жидкой фазы возможная разница в подготовленности материала до зоны спекания может свестись к практически не имеющей значения.

Таким образом, существенной разницы в процессе образования портландцементного клинкера при замене известняка карбидной известью не должно возникать и, следовательно, теоретические исследования физико-химического процесса клинкерообразования при применении карбидной извести в качестве известкового компонента портландцементной сырьевой смеси не представляют особого интереса. Вообще же процесс клинкерообразования достаточно изучен как теоретически, так и практически. Поэтому настоящая работа и не преследовала цели указанного физико-химического исследования процесса образования цементного клинкера из нового вида сырья.

Кроме того следует отметить, что перед автором работы была поставлена лишь узкая задача установления возможности производства портландцемента из карбидной извести и конкретного глинистого компонента (шенгавитской глины) и определения состава сырь-

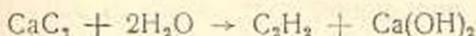
* В. Н. Юнг — Введение в технологию цемента. 1938 г., Москва.

своей шихты и марки получаемого портландцемента, причем срок выполнения работы был крайне ограничен.

При проведении работы мы исходили, поэтому, часто из положений, установленных практикой производства портландцемента.

Исходные материалы

А. Карбидная известь. Карбидная известь представляет собой в основной массе известковое тесто с различным содержанием воды. Образование ее происходит при разложении карбида кальция водой по уравнению:



Реакция высоко экзотермична и во избежание сильного перегрева ацетилена, могущего привести к взрыву, процесс разложения карбида ведется при большом избытке воды.

Содержание воды в карбидной извести при ее образовании достигает 80—85%. После отстаивания происходит сгущение материала в тесто с содержанием 48—50% воды.

Содержание ацетилена в карбидной извести незначительно, в среднем равно 0,07%. Объемный вес ее, в зависимости от содержания воды—1100—1400 кг/м³. Химический состав карбидной извести сравнительно постояен. Содержание окиси кальция колеблется в пределах 65—71%; сумма кислотных окислов—2,0—3,5% (хим. состав исследованного образца—см. табл. 1).

Карбидная известь обладает высокими вяжущими свойствами, благодаря чему применяется в виде теста в качестве вяжущего для каменной кладки, являясь полноценным заменителем обычной воздушной извести.

Б. Глина. В качестве глинистого компонента портландцементной сырьевой смеси была исследована глина Шенгавитского месторождения, которая относится к числу вторичных, переотложенных глин четвертичного периода.

Залегание глин в месторождении (1 участок) почти горизонтальное. Толщина растительного слоя вскрыши незначительна. Водосынный горизонт находится ниже подстилающего глины слоя гальки.

Испытанная глина—комковатая, светло-коричневого цвета, с незначительным включением мелких камешков и тонкими прожилками известняка. Карьерная влажность глины—12% и выше, в зависимости от времени года.

По химическому составу глина Шенгавитского месторождения является вполне подходящей для производства портландцемента (хим. состав исследованного образца—см. табл. 1).

Подготовка сырьевых материалов, обжиг образцов и помол клинкера

Расчет сырьевой шихты был произведен по методу проф. В. А. Кинда для двухкомпонентных смесей. Для характеристики будущего состава клинкера была задана величина коэффициента насыщения кремнезема известью — $KH = 0,87$. Присадка золы топлива в расчет не была принята, так как предполагаемый портландцементный завод будет работать на жидком топливе.

Карбидная известь и глина были высушены до постоянного веса, размолоты в шаровой мельнице и взвешены для приготовления сырьевой смеси в пропорции, полученной по расчету шихты. Сырьевая смесь дополнительно подвергалась помолу в шаровой мельнице, при котором была достигнута также тщательная гомогенизация смеси. Шихта после помола имела тонкость порошка, соответствующую 5% остатка на сите № 90 (4900 отв/см²).

Из измельченного таким образом материала были изготовлены брикеты в форме восьмерок (несколько меньшей толщины, чем стандартные, для облегчения их обжига). Обжиг брикетов производился в лабораторном керамическом горне с футеровкой из хромо-магнетитового кирпича. Весь процесс обжига длился около 8 часов, причем температура была доведена до 1480°. При максимальной температуре была дана двухчасовая выдержка, после чего брикеты были быстро извлечены из горна и подвергались охлаждению при комнатной температуре. После охлаждения клинкер был раздроблен на щековой дробилке, измельчен на вальцах и перемолот в шаровой мельнице до тонкости помола, соответствующей 8% остатка на сите № 90. При помоле к клинкеру был добавлен гипс в количестве 3%, для замедления сроков схватывания цемента. Размолотый таким образом портландцемент был оставлен для вылеживания в течение 4 суток, после чего был подвергнут испытаниям.

Результаты испытаний клинкера и цемента

Полученный в результате обжига портландцементный клинкер оказался хорошо спекшимся, обычного для клинкера буровато-темно-серого цвета и нормальной твердости. Навеска, взятая от образца, растворилась в соляной кислоте полностью. Испытание клинкера на содержание свободной извести показало полное ее отсутствие.

Петрографические исследования шлифов клинкера производились старшим научным сотрудником Грузинского Филиала Всесоюзного Института Минерального Сырья (ВИМС) Л. А. Захаровым, давшим следующее описание шлифов:

„ В изотропной массе (с коэффициентом преломления, близким к 1,733), то более, то менее мутной, что обуславливает пятнистость, равномерно распределены кристаллы алита и белита. Алит значи-

Таблица 1

Показатели	Карбидная известь	глина	К л и н к е р		
			По расчету	Фактически	
Химический состав в % (при- веденный к 100%)	SiO ₂	1,62	52,93	21,31	21,96
	Al ₂ O ₃	0,61	14,87	6,12	6,21
	Fe ₂ O ₃	0,79	7,79	3,61	2,99
	CaO	70,90	7,21	63,31	65,10
	MgO	—	4,20	1,58	1,95
	SO ₂	1,64	2,82	2,64	0,54
	П. П. П.	24,30	6,23	—	0,56
	Прочие	0,14	3,95	1,61	0,59
Сумма	100,00	100,00	100,00	100,00	
Модули	Кoeffици- ент насы- щения	—	—	0,87	0,87
	Силикат- ный модуль	1,2	2,3	2,2	2,3
	Глинозем- ный модуль	0,8	1,9	1,7	2,1
Минерало- гический состав в %	Алит	—	—	49,4	Алит значи- тельно преоб- ладает над бе- литом
	Белит	—	—	23,9	
	Трехкальцие- вый алюми- нат	—	—	10,1	Остальные параметры обычные
	Целит	—	—	11,0	
	Гипс	—	—	4,5	

Таблица 2

Показатели	Возраст в днях	Требования ГОСТ В-970-42 к портландцементу марок		Результаты испы- таний полученно- го портландце- мента
		500	600	
Предел прочности при сжатии в кг/см ²	3	260	320	413
	7	380	500	414
	28	—	—	608
Предел прочности при растяжении в кг/см ²	3	20	22	22
	7	24	27	25
	28	—	—	30

тельно преобладает над белитом. Алит аллотриоморфный, иногда удлинённый с положительным удлинением. Интерференционная окраска алита не выше белого цвета первого порядка. Белит также аллотриоморфный, с интерференционной окраской, доходящей до густо-оранжевого, переходящего в красный первого порядка. Кроме того, обнаружены в незначительном количестве изотропные зерна с показателем преломления, близким к 1,710, что соответствует трехкальциевому алюминату. Пятикальциевый триалюминат обнаружить не удалось. Минерал с оптическими свойствами целита также не был обнаружен. Надо полагать, что окись железа и часть окиси алюминия вошли в аморфную массу в виде ферритов и алюминатов.

Количественное соотношение минералов в клинкере не подсчитывалось по следующей причине: при вычислении площадей, занимаемых отдельными минеральными компонентами и сопоставлении этих площадей с вычисленным составом обнаруживается существенное расхождение, так как отдельные минеральные составляющие в клинкере не являются совершенно чистыми компонентами: возможно взаимное растворение отдельных компонентов друг в друге. Поэтому проф. В. Н. Юнг предостерегает от попыток построения количественных выводов на основании рассмотрения микрошлифов.

Химический состав клинкера приведен в таблице 1, где для сравнения указаны также химический состав исходных материалов и расчетный химический и минералогический состав клинкера.

Портландцемент испытывался после четырех суток вылеживания. Лепешки, приготовленные из цементного теста нормальной густоты, испытывались кипячением в воде и в парах воды и показали равномерность изменения объема.

Испытания нормальной густоты цементного теста, сроков схватывания и механической прочности производились по ГОСТ 310—41. Были получены следующие результаты: нормальная густота 24,8%; сроки схватывания: Начало 3 ч. 00 мин., конец 5 часов 25 мин.

Результаты испытаний портландцемента на механическую прочность приводятся в табл. 2, где для сравнения указываются требования действующего общесоюзного стандарта к портландцементу марок 500 и 600.

Как следует из приведенной таблицы, полученный портландцемент должен быть отнесен к марке 500 и, судя по высокой механической прочности в начальные сроки твердения, является быстротвердеющим, высокосортным вяжущим.

В ы в о д ы

На основании результатов лабораторных экспериментальных работ мы пришли к следующим выводам:

1. Применение карбидной извести в качестве известкового компонента сырьевой шихты портландцемента вполне допустимо.
2. Глина Шенгавитского месторождения также может быть ис-

пользована в качестве глинистого компонента для производства портландцемента.

3. Портландцементная сырьевая шихта, составленная из карбидной извести и шенгавитской глины, не требует введения корректирующих добавок.

4. Соотношение компонентов, рассчитанное исходя из заданного коэффициента насыщения 0,87, обеспечивает получение в лабораторных условиях быстротвердеющего портландцемента марки 500.

5. Наряду с использованием внутренних ресурсов Республики и в частности—отходов промышленности для производства ценного вяжущего—портландцемента, организацией цементного производства на базе карбидной извести достигаются следующие технические и экономические преимущества по сравнению с обычными способами производства портландцемента:

исключается трудоемкий процесс добычи известняка, требующий специального оборудования известкового карьера, транспортных средств и расхода; взрывчатых веществ. Исключаются также процессы дробления и помола известняка, требующие громоздкого оборудования, значительной затраты электроэнергии и других эксплуатационных расходов, исключается расход топлива на диссоциацию известняка, облегчается обжиг и увеличивается производительность клинкерообжигательной печи.

6. Недостатком карбидной извести при применении ее в качестве сырья для производства портландцемента является ее высокая влажность, достигающая 85%. Испарение такого большого количества воды в клинкерообжигательной печи потребует весьма значительного расхода тепла, что может свести на нет экономию в топливе, получаемую вследствие замены карбоната кальция обожженным продуктом—гидроокисью кальция. С целью преодоления этого серьезного препятствия, в Институте Стройматериалов и Сооружений АН, под руководством автора статьи разработана технология подготовки Портландцементной сырьевой смеси, предусматривающая предварительное обезвоживание цементного шлама.

Применением указанной технологии избегается перерасход топлива на испарение большого количества воды при сохранении ряда преимуществ карбидной извести как сырья для производства портландцемента

Институт Строительных Материалов и Сооружений
Академии Наук Армянской ССР.

Օ. Ա. Մարտիրոսյան

ՊՈՐՏԼԱՆԴՑԵՄԵՆՏ՝ ԱՐԴՅՈՒՆԱԲԵՐՈՒԹՅԱՆ ՄՆԱՑՈՒԿՆԵՐԻՑ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հողվածում տրվում է հետազոտական էքսպերիմենտալ աշխատանքի նկարագրությունը, որը նպատակ ունի որոշել կարբիդային կրից պորտլանդցեմենտ ստանալու հնարավորությունը և օպտիմալ պայմանները:

Լաբորատորիական փորձերի հիման վրա ստացված է արագ ամրացող 500 մարկայի բարձրորակ պորտլանդցեմենտ: Այդ ապացույցում է կարբիդային կրից պորտլանդցեմենտ ստանալու արտադրություն կազմակերպելու նպատակահարմարությունը: Այդպիսով արտադրության մնացուկներն օգտագործելու հետ միասին տեղի կունենա վառելանյութի և էլեկտրաէներգիայի խնայողություն, կհեշտանա տեխնոլոգիական պրոցեսը, որոնց հետևանքով կիջնի արտադրանքի միավորի ինքնաբեռը:

СТРОИТЕЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

А. А. Аракелян и Е. А. Инджикян

Определение прочности пористого камня по скорости капиллярной всасываемости

Прочность строительного камня является существенным фактором для прочности каменной конструкции.

Для определения прочности каменной конструкции на сжатие имеется ряд эмпирических формул: формула Л. И. Онищика [1] для кирпичной кладки, формула А. А. Шишкина [2] для кладок из естественных камней, формула для мидисовой кладки [3] и другие. Эти формулы показывают, что прочность каменной конструкции в сильной степени зависит от прочности камня. В последнее время в Институте Строительных материалов и Сооружений Академии Наук Армянской ССР выведены формулы для определения прочности бетонобетона [3, 4] и туфобетона [5], с учетом прочности крупного заполнителя.

Необходимость знания прочности строительных камней вызывается также рядом других соображений, возникающих на практике. Однако, непосредственное определение прочности камня или крупного заполнителя связано с необходимостью изготовления соответствующих кубиков и их испытания на раздавливание, что не всегда возможно легко осуществить. Чтобы обойти это затруднение, некоторые авторы предлагают определить прочность камня „R“ косвенным путем: по его объемному весу „γ“ или полной водопоглощаемости „w“. Так, например, проф. А. К. Беруля [6], на основе лабораторных испытаний, установлены следующие зависимости между „R“ и „γ“:

$$R_{сж} = \frac{68 \gamma}{2,7 - \gamma} \quad \text{для песчаника} \quad (1)$$

$$R_{сж} = \frac{56 \gamma}{2,8 - \gamma} \quad \text{для известняка.} \quad (2)$$

По опытам строительства Дворца Советов установлена [7] зависимость между „γ“ и „w“ для известняков:

$$R_{сж} = \frac{300(\gamma - 1,6)}{2,850 - \gamma} \quad (3)$$

$$R_{сж} = 50 + \frac{1500}{w} \quad (4)$$

Проф. М. Н. Ельчанинов [8], на основе значительного количества экспериментальных данных, установил эмпирическую зависимость между $R_{сж}$ и γ для известняков:

$$R_{сж} = \frac{300(\gamma - 1,05)}{3,15 - \gamma} \quad (5)$$

Кандидатом тех. наук А. А. Аракеляном [4] получена эмпирическая зависимость между $R_{сж}$, γ и w для туфового камня:

$$R_{сж} = \frac{132(\gamma - 1)}{2,52 - \gamma} \quad (6)$$

или
$$R_{сж} = \frac{52(50 - w)}{3,2 + w} \quad (7)$$

а кандидатом техн. наук С. А. Шагиняном [9] и В. М. Худавердяном [5] установлены также зависимости между $R_{сж}$, γ и w для вулканического и арктического туфов.

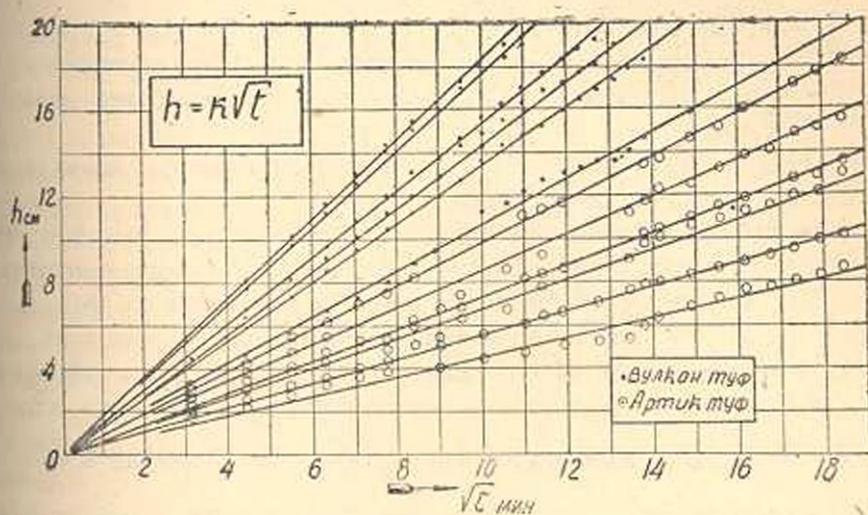
При подробном рассмотрении всех этих формул и кривых обнаруживается значительное рассеивание экспериментальных точек. «Иногда это рассеивание, — пишет В. М. Худавердян [5], — заходит так далеко, что затуманивает и совершенно скрывает из вида зависимость между прочностью камня и его физическим свойством» (т. е. объемным весом и водопоглощаемостью). Такое рассеивание экспериментальных точек говорит об отсутствии подобной, более или менее четкой зависимости между прочностью камня и его объемным весом или водопоглощаемостью (см. табл. 3 и 4).

Проф. Беруля, после безрезультатных попыток установления подобных зависимостей для гранитов и гранитогнейсов, пишет: «Исследование зависимости между объемным весом и сопротивлением раздавливанию для гранита и гранитогнейса привело к выводу об отсутствии какой-либо заметной связи». Поэтому существующие формулы и кривые для определения прочности камня по γ и w дают сугубо приближенные результаты, и они, при теперешней стадии развития научно-исследовательской работы в области каменных конструкций, не могут быть применены.

В целях получения более точного решения вопроса определения прочности камня косвенным путем мы в Институте Строительных Материалов и Сооружений АН Арм. ССР провели экспериментальную работу над туфовыми камнями, сущность которой излагается ниже.

При соприкосновении со смачивающими жидкостями в пористых материалах возникают капиллярные силы, заставляющие жидкость двигаться по этим капиллярам. Проведенные над туфовыми камнями экспериментальные работы выявляют строго выраженную закономерность скорости движения воды по капиллярам для каждо-

го камня в отдельности при их соприкосновении даже с растворами [3]. На фигуре 1 показаны результаты наших опытов по установлению закона движения воды по капиллярам туфовых камней при их соприкосновении с водой. Эти опыты показывают, что подъем воды по капиллярам, как функция от квадратного корня времени, для каждого камня в отдельности выражается прямой линией. В таблице 1 приведены значения тангенсов углов наклона этих прямых.



Фиг. 1.

Таблица 1

Обычный туф		Арктический туф	
№ № пл.	К в см/мин.	№ № пл.	К в см/мин.
1	1,820	1	0,980
2	1,771	2	0,850
3	1,534	3	0,728
4	1,426	4	0,685
5	1,336	5	0,564
6	1,049	6	0,401

Прямые, соответствующие вулканическим туфам, идут выше прямых, соответствующих арктическим туфам. Это логично, так как прочность обычных вулканических туфов выше прочности арктического туфа. Отклонения экспериментальных точек от прямой у арктического туфа больше, чем у вулканического. Это понятно, т. к. структура вулканических туфов более однородна. Каждому камню

соответствует своя прямая зависимости между „ h “ и „ \sqrt{t} “ (см. табл. 1), угол наклона которой определяется, повидимому, структурными особенностями данного материала. Таким образом, закономерность движения воды по капиллярам туфового камня может быть выражена, с достаточной для рассматриваемых целей степенью точности, простой формулой:

$$h = k\sqrt{t} \quad (8)$$

где h — высота поднятия воды в см,

t — время в минутах,

k — постоянный коэффициент скорости капиллярной всасываемости, зависящий от структурных особенностей данного камня.

Вопросом установления закона движения воды по капиллярам занимались многие исследователи.

Для проверки закона капиллярной всасываемости, выраженного формулой (8), проф. Философовым [10] проведена экспериментальная работа над четырьмя видами камней (в том числе и арктиским туфом) и выведен для каждого вида камня средний коэффициент „ K “. Между тем, как показывают наши опыты (таблица 1), коэффициент „ K “ для туфов (в зависимости от их структуры) колеблется в больших пределах. Определение коэффициента „ K “ по формуле $k = \frac{h}{\sqrt{t}}$

возможно чрезвычайно легко на любом строительстве и не требует специальных приспособлений. Сухой камень грубой тески любой величины, имеющий форму призмы, цилиндра или параллелепипеда слегка (на 1 см) погружается в воду или приводится в соприкосновение с поверхностью воды. Обеспечив постоянство уровня воды или соприкосновения камня с водой, измеряется высота „ h “ поднятия воды по камню через каждые определенные промежутки времени „ t “. Высота поднятия воды легко наблюдается по разнице в цвете промокшей части камня по сравнению с сухой частью. Если вода по камню поднимается неравномерно, что может иметь место при неоднородной структуре камня, то за „ h “ принимается среднее арифметическое из максимальной и минимальной величин. Имея „ h “ и „ t “, легко определить „ k “ — коэффициент скорости капиллярной всасываемости по формуле (8).

Практически можно рекомендовать производить измерение подъема воды за 25 мин. для арктического туфа и за 16 мин. для обычных вулканических туфов. При этом определение „ k “ упрощается:

$$\text{при } t = 25 \quad k = \frac{h}{5} \quad \text{и при } t = 16 \quad k = \frac{h}{4}$$

Необходимо, разумеется, иметь в виду, что формула (8), как и всякая эмпирически полученная закономерность, верна лишь в определенных пределах. В частности, при „ h “, — достаточно близкой к „ h_{max} “, соответствующей состоянию равновесия капиллярных сил и веса во-

ды в капиллярах, эта формула не применима. Однако, это ограничение не имеет значения с точки зрения приведенного выше практического применения формулы (8) с целью определения прочности камня по значению коэффициента „k“.

Выше было сказано, что коэффициент скорости капиллярной впитываемости „k“ определяется структурными особенностями данного камня. С другой стороны, известно, что прочность камня в сильной степени зависит от его структуры. Поэтому, предположение о существовании зависимости между прочностью камня и его коэффициентом скорости капиллярной впитываемости является вполне логичным. Для установления этой зависимости нами были изготовлены кубики размерами в ребре 5,5—7 см из вулканических и арктических туфовых камней. Коэффициент „k“ для каждого отдельного кубика определялся 3 раза, причем каждый раз кубики предварительно высушивались. Значение „k“ бралось как среднее из трех.* После определения коэффициента „k“ кубики высушивались и испытывались на раздавливание. На основании полученных экспериментальных данных нами составлены графики зависимости между „R_{сж}“ и „k“ (фиг. 2 и 3).

Подсчеты показывают, что эта зависимость может быть выражена с достаточной для практики точностью формулой:

$$\frac{1}{R} = ak + b \quad (9)$$

На основании приведенных экспериментальных данных, способом наименьших квадратов, получены значения коэффициентов „a“ и „b“. Для вулканического туфа:

$$a = 0,00777$$

$$b = -0,00496,$$

для арктического туфа:

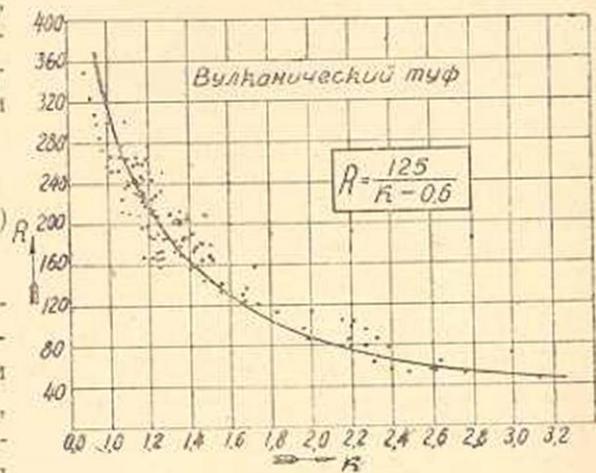
$$a = 0,01500$$

$$b = 0,00299.$$

Подстановкой этих значений в формулу (9) получим: для вулканического туфа:

$$R_{сж} = \frac{125}{k - 0,6} \quad (10)$$

* Кстати отметим, что среднее значение коэффициента „k“ очень мало отличается от величин отдельных измерений.

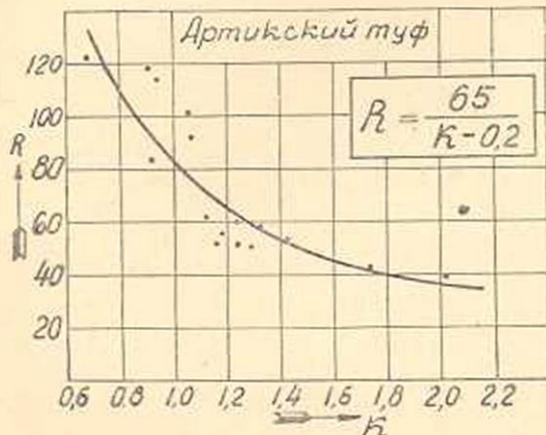


Фиг. 2.

для арктического туфа:

$$R_{сж} = \frac{65}{k - 0,2} \quad (11)$$

Чтобы наглядно показать, что для пористых камней зависимость (R, k) более закономерна, чем зависимости (R, γ) и (R, w) , нами вычислены средние квадратичные и средние арифметические отклонения экспериментальных величин прочности камня от величин, вычисленных по формулам (3, 6, 10 и 11) и по графикам кандидатов техн. наук Худавердяна и Шагиняна.



Фиг. 3.

Результаты этих вычислений приведены в таблицах 2, 3 и 4. Из этих таблиц видно существенное преимущество формул (10) и (11), дающих хорошие совпадения с опытными данными и подтверждающих существование закономерной связи между „ $R_{сж}$ и „ k “.

Полученные средние квадратичные отклонения по формулам (10) и (11) $\pm 16\%$ (табл. 2) в 3 раза меньше, чем отклонения, полученные по существующим до сего времени формулам и графикам.

Выводы

1. Между прочностью на сжатие „ $R_{сж}$ “ туфовых камней и коэффициентом скорости капиллярной впитываемости „ k “ существует закономерная связь.

Прочность камня можно определить быстро и достаточно точно с помощью выведенных нами формул (10) и (11) на любой стройке, без какого-либо оборудования и особых приспособлений.

2. Следует предположить, что подобную закономерную связь можно установить и для всех искусственных и естественных камней, обладающих свойством капиллярной впитываемости. После установления зависимости „ $R_{сж}$ “ и „ k “ для всех пористых материалов облегчится определение их прочности в лабораторных и построечных условиях составлением соответствующих стандартов на них.

Коэффициенты в формулах (10) и (11) в дальнейшем могут быть уточнены по накоплению новых опытных данных. Специальными опытами может быть установлена связь между коэффициентом „ k “ и другими физическими свойствами камня, помимо прочности,

ЛИТЕРАТУРА

1. *Онищик Л. И.*—Прочность и устойчивость каменных конструкций. 1937. Москва—Ленинград.
2. *Шашкин А. А.*—Прочность кладок из естественных камней по экспериментальным данным. 1938. Москва.
3. *Аракелян А. А.*—Опыт применения азийского цемента в кладке. Диссертация. 1948. Ереван.
4. *Аракелян А. А.*—Некоторые физико-механические свойства кладки из бутораствора на туфовых заполнителях. Изв. АН Арм. ССР № 6, 1948.
5. *Худавердян В. М.*—Применение туфо-бетонов в строительстве. Диссертация. 1947. Ереван.
6. *Беруля А. К.*—Установление связи между физическими и техническими свойствами естественных каменных материалов. Строительные материалы, № 8, 1934.
7. Проект стандарта на полевой метод испытания буттового камня. Строительная промышленность, № 2, 1939.
8. *Ельчанинов М. Н.*—О зависимости между механической прочностью и объемным весом известняка. Строительная промышленность, № 11, 1940.
9. *Шагинян С. А.*—Опытное исследование преднапряженных армокаменных балок из туфовых блоков. Изв. АН Арм. ССР, № 4, 1948.
10. *Философов П. П.*—Исследование капиллярной впитываемости строительных материалов. Строительные материалы, № 6, 1937.

Հ. Ա. Առաքելյան եւ Ե. Ա. Ինճիկյան

ԾԱԿՈՏԿԵՆ ՔԱՐԻ ԱՄՐՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԿԱՊԻԼՅԱՐ ԾԾՈՂԱԿԱՆՈՒ-
ԹՅԱՆ ԱՐԱԳՈՒԹՅԱՆ ՄԻՋՈՑՈՎ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հողի ստույգ բերված են Հայկական ՍՍՐ Գիտությունների Ազգային Շինարարական Նյութերի և Կառուցվածքների Ինստիտուտում կատարված էքսպերիմենտալ աշխատանքների արդյունքները՝ կապիլյար ծծողականության արագության մասին քարի մամուլյունը որոշելու վերաբերյալ:

Փորձնական ավյալների հիման վրա արված են բանաձևեր տեղական տուֆի և Արթիկի տուֆի մամուլյունը կապիլյար ծծողականության արագությանից կախված, որոնք նկատելի տեսքն ունեն՝

$$R = \frac{125}{k - 0,6} \quad \text{— տեղական տուֆի համար}$$

$$R = \frac{65}{k - 0,2} \quad \text{Արթիկի տուֆի համար,}$$

որտեղ՝ R -ը քարի սեղմման ժամանակվոր դիմադրությունն է կգ/սմ²-ով, k -ն՝ քարի կապիլյար ծծողականության արագության գործակիցը:

Քարի ամրութիւնն այդ բանաձևով որոշելու համար բաժանան է
 բնանայէն, որը $= \frac{h}{\sqrt{t}}$, որտեղ՝ h -ը—չոր քարի կապիլլարներով ծծված
 ջրի բարձրութիւնն է սմ-ով (հաշված ջրի մակերեսից), իսկ t -ն՝ ջրի բարձ-
 րացման անոդութիւնը րոպեներով: Այսպիսով, հոդածում արված մեթոդով
 նարավոր է դառնում քարի ամրութիւնը հեշտութեամբ որոշելի ցանկա-
 ցած շինարարական օրեկանների պայմաններում:

СТРОИТЕЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Е. А. Инджикян

Производство штукатурных работ в условиях зимы города Еревана

В условиях города Еревана зимою часть строительных работ прекращается. В зимний период производятся такие работы, на которые низкие температуры оказывают незначительное влияние или вовсе не влияют. К таковым относятся и штукатурные работы. Однако, опыт производства штукатурных работ в наших зимних условиях до сего времени не собран и не обобщен. Каждый производитель ограничивается лишь своими наблюдениями, своим опытом. В итоге не всегда получают удовлетворительные результаты. Часть выполняемых зимой штукатурных работ приходится весной производить заново, т. к. штукатурка обваливается. Это приводит к дополнительным затратам.

Имеющиеся в литературе сведения о производстве штукатурных работ в зимних условиях могут быть у нас использованы лишь частично, так как и условия нашей зимы и наша штукатурка имеют много специфических особенностей. Например, инженеры В. И. Светличный и Б. Н. Иванов [1], на основании своих опытов на стройках треста "Мосжилстрой", рекомендуют штукатурку 5—6 суток держать в положительной температуре и только после этого заморозить. При этом прочность штукатурки изменяется незначительно. В наших условиях, как это будет показано ниже, нет этой необходимости.

Проф. И. А. Киреенко и инж. М. Оксанич [2], на основе своих лабораторных опытов, предлагают растворы готовить порциями и выдерживать некоторое время в тепле, прежде чем использовать. Но и это неприменимо в наших условиях.

Имеющийся литературный материал [3, 4, 5 и 6] нами был использован, главным образом, в части методологии постановки опытов.

Настоящая работа имеет целью на основе анализа опыта Института и наблюдений над поведением штукатурки, осуществленной в зимних условиях на ряде строительства зимой 1948—49 г. в Ереване, дать некоторые предварительные рекомендации, которые помогут нашим строителям смелее и с меньшими потерями осуществлять у нас штукатурные работы в зимних условиях.

Зимою 1948—49 г. в Институте Стройматериалов и Сооружений Академии Наук Армянской ССР на строительстве опытного четырехквартирного жилого дома производились штукатурные работы. Были оштукатурены помещения трех типов:

I—с незаполненными проемами, II—с заполненными проемами и III—с заполненными проемами и с отоплением. Однако, как было установлено замерами температуры, в течение всего периода, пока велись наблюдения, температура в помещениях типа II почти не отличалась от температуры помещений типа I. Поэтому на температурном графике (фиг. 1) приведены кривые температур лишь помещений типа



Фиг. 1

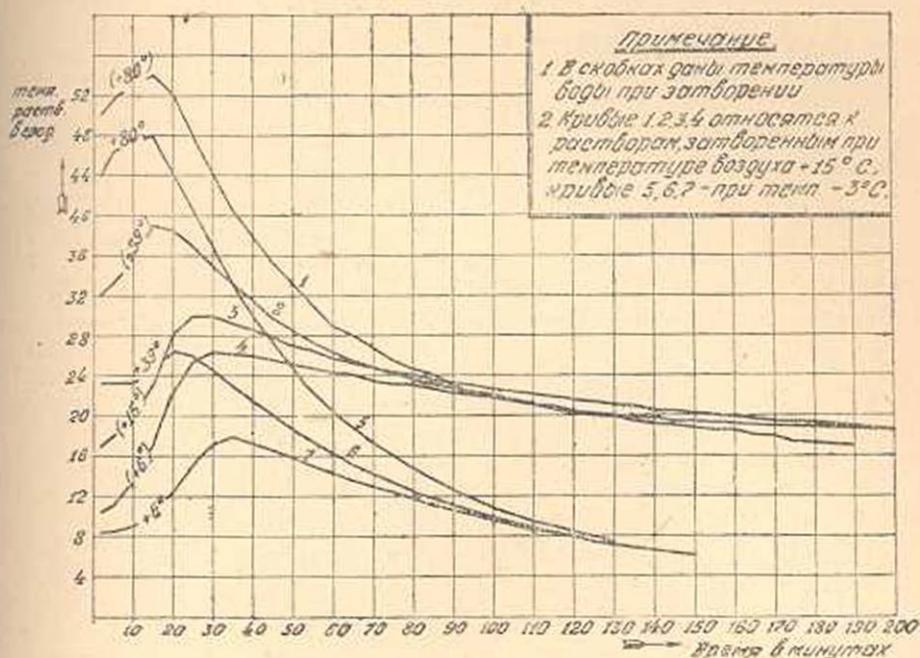
I и III. В период наблюдения над штукатуркой температура в помещениях два раза понизилась до -14°C и два раза поднялась до $+1,5^{\circ}\text{C}$. Раствор для штукатурки во всех случаях затворялся на горячей воде, с температурой от $+6^{\circ}\text{C}$ до $+30^{\circ}\text{C}$. Штукатурка наносилась в один (черновой) слой, толщина которого, в силу наличия неровностей на поверхностях стен, менялась от 1 см до 8 см. Наружная поверхность штукатурки вскоре после нанесения на стены замерзала. В целях изучения процесса схватывания гачи на морозе, мы с поверхности штукатурки снимали верхний замерзший слой и убеждались, что в нижних слоях процесс схватывания продолжается и температура гачи, вследствие экзотермического процесса схватывания, всегда выше нуля в период всего процесса схватывания. Таким образом, в нижних слоях нанесенной штукатурки процесс схватывания опережает полное замерзание всего слоя, чем и обуславливается прочное прилипание штукатурки к кладке. На фиг. 2 показан экзотермический процесс при схватывании гачи и видно, что этот процесс происходит даже в растворе, приготовленном на холодной воде ($+6^{\circ}$). В таблице 1 приведена зависимость между сроками схватывания гачевого теста от температуры воды, при температуре воздуха -3°C .

Для установления влияния температуры воды на прочность штукатурки последняя осуществлялась из растворов затворенных при разных температурах воды. По внешнему виду оштукатуренные поверхности ничем не отличались друг от друга.

Одновременно из готовых растворов брались кубики и восьмерки, часть которых хранилась в тех же помещениях, где осуще-

* Температура водопроводной воды была от $+6^{\circ}\text{C}$ до $+6,5^{\circ}\text{C}$.

ствалась штукатурка, а часть — в лаборатории, при постоянной температуре $+15^{\circ}\text{C}$. Результаты испытаний образцов, хранившихся длительное время в помещении типа I после их полного оттаивания



Фиг. 2

(в течение 4-часов при температуре воздуха $+17^{\circ}\text{C}$), приведены в таблице 2.

Таблица 1

Температура воды	Сроки схватывания	
	Начало	Конец
$+ 88^{\circ}$	4 м 10 с	9 м 40 с
$+ 65^{\circ}$	4 м 50 с	9 м 50 с
$+ 50^{\circ}$	5 м 30 с	10 м 00 с
$+ 39^{\circ}$	6 м 15 с	10 м 15 с
$+ 26^{\circ}$	7 м 55 с	12 м 50 с
$+ 15^{\circ}$	8 м 15 с	16 м 45 с
$+ 6^{\circ}$	11 м 15 с	19 м 30 с

Как видно из таблицы 2, температура воды мало влияет на прочность гачи и несмотря на то, что температура в помещениях доходила до -14°C , сушка все же происходит, медленно увеличивая прочность образцов. Сушка штукатурки при температурах ниже нуля обусловлена, очевидно, тем, что водяные пары в условиях холодного воздуха удаляются от поверхности штукатурки и уходят наружу [2].

Таблица 2

$$\frac{\text{Вода}}{\text{гаша}} = \frac{1}{2}$$

№№ п.п.	Мар- кир.	Дата изго- товления	Темпера- тура воды °С	Возраст образцов	Объемный вес в т/м ³	Предел прочности в кг/см ²	
						На сжатие	На растяж.
1	2	3	4	5	6	7	8
1	4	11,01 49 г.	+ 28,5°	3 дн.	1,626	16,00	3,66
2				7 дн.	1,607	13,10	3,72
3				28 дн.	1,540	12,00	4,83
4				3 м.	1,250	32,41	9,36
5	5	12,01 49 г.	+ 35°	3 дн.	1,610	14,70	4,17
6				7 дн.	1,608	15,50	4,73
7				28 дн.	1,480	15,50	5,14
8				3 м.	1,274	37,10	10,36
9	7	15,01 49 г.	+ 22°	3 дн.	1,610	12,80	4,32
10				6 дн.	1,597	10,89	3,54
11				28 дн.	1,452	11,52	4,52
12				3 м.	1,232	34,07	9,89
13	9	19,01 49 г.	+ 30°	2 дн.	1,609	12,18	3,08
14				7 дн.	1,572	12,29	3,46
15				28 дн.	1,488	12,59	4,31
16				3 м.	1,241	38,73	9,89

Следовательно надо стремиться создавать хорошую вентиляцию помещений, прибегая к открыванию окон и образованию сквозняков.

В дальнейшем, 1 марта 1949 года, были изготовлены растворы нормальной консистенции при разных температурах воды. Результаты испытаний этих образцов показали (см. табл. 3), что хотя температура воды мало влияет на прочность образцов, все же в 28-дневном возрасте прочность образцов, изготовленных на горячей воде, несколько ниже, чем прочность образцов, изготовленных на холодной воде. Актом от 30-го августа 1949 г. комиссией Института было зафиксировано, что прочность штукатурки, выполненной на холодной (+6°С) воде в 7,5-месячном возрасте выше прочности штукатурки такой же давности, выполненной на теплой (+54°С) воде. Качество обеих штукатурок комиссией признано удовлетворяющим общетехническим требованиям. Отсюда следует, что для увеличения прочности штукатурки не следует нагревать воду. Нагревание воды должно быть рассмотрено лишь как удобство выполнения работы на морозе, для облегчения труда рабочего. Следует также учесть, что затворение раствора на теплой воде ведет к нежелательному уменьшению сроков схватывания приблизительно в 2 раза (см. табл. 1). Однако, штукатуркам работать на морозе с холодным раствором

затруднительно и поэтому мы допускаем подогрев воды для раствора до температуры порядка 25°—30°С. При таких температурах сроки схватывания гаша укорачиваются лишь в 1,4—1,6 раза, а прочность изменяется незначительно.

$$\frac{\text{Вода}}{\text{гаша}} = 1$$

Таблица 3

№№ п.п.	Мар-кир.	Темпе-ратура воды С°	Возраст	Хранение	Объемный вес в т/м³	Предел прочности в кг/см²	
						На сжатие	На растяж.
1	2	3	4	5	6	7	8
1	10	+ 6°	3	В помещ. типа I	1,561	20,20	5,52
2			7		1,539	14,99	6,43
3			28		1,486	25,40	7,35
4	11	+ 39°	3	В помещ. типа I	1,618	24,36	6,73
5			7		1,569	20,90	6,27
6			28		1,495	21,00	6,36
7	12	+ 80°	3	В помещ. типа I	1,589	26,50	7,06
8			7		1,581	23,00	6,37
9			28		1,513	21,70	6,31

В целях исследования поведения двухслойной штукатурки в зимних условиях, когда первый слой штукатурки может замерзнуть прежде, чем нанесен второй слой, нами был проведен следующий опыт. 10 января в помещении типа II, через день после нанесения первого слоя, причем первый слой уже был замерзший, нанесли второй слой. Ночью этого же дня в этом помещении поставили железную печь (временку); температуру подняли до +15°С. 12 января этот второй слой стал шелушиться, образуя пустотности между вторым и первым слоями и обвалился. Было ясно, что между первым и вторым слоями сцепления не было, и при высыхании первого замерзшего слоя образовавшиеся водяные пары обвалили второй слой.

19 января в двух помещениях типа I оштукатурили потолки, причем второй слой наносился непосредственно после нанесения первого слоя; эти два слоя вместе замерзли. Ежедневно производился осмотр всех оштукатуренных поверхностей и никаких дефектов, вызванных замораживанием, не было обнаружено. В помещении типа III зимою окончательно высушивалась штукатурка, находящаяся только около печки. Толка помещения днем и охлаждение ночью через щели в кладке обеспечивали усиленную вентиляцию, вследствие чего отделившиеся при сушке штукатурки водяные пары не могли

оставаться в помещении и портить штукатурку (что имело место на некоторых строительствах г. Еревана). В остальных частях помещений сушка штукатурки продолжалась до весны. Осмотром после сушки было установлено, что штукатурка помещений типов I и III по внешнему виду одинакова и удовлетворяет общетехническим требованиям.

В семимесячном возрасте были испытаны образцы, высушенные вымораживанием и высушенные в нормальных условиях. Результаты испытаний приведены в таблице 4.

Таблица 4

№ п/п	№№ об-разцов	Дата изгото-вления	Темпера-тура воды °С	Хранение	Объемный вес в т/м ³		Предел прочности кг/см ²	
					Кубиков	Восьмерок	На сжатие	На растяж.
1	3	7/1	+23°	При пост. темпер. + 15 °С	1,198	1,183	53,05	12,57
2	5	12/1	+35°	В помещ. типа I	1,248	1,205	50,00	11,11
3	6	12/1	+35°	При пост. темпер. + 15 °С	1,240	1,203	55,85	13,20
4	7	15/1	+22°	В помещ. типа I	1,210	1,197	52,15	11,16
5	9	19/1	+30°	В помещ. типа I	1,251	1,183	52,40	10,72

Как видно из таблицы, при сушке штукатурки способом вымораживания ощутительных потерь прочности в данных условиях не наблюдалось.

Помимо исследований в опытном жилдоме Института, как указывалось, велись также и наблюдения на некоторых строительствах города Еревана.

1. Крытый рынок на проспекте Сталина. В конце ноября оштукатурены стены двух помещений, находящихся в подвальном этаже. Для штукатурного раствора пользовались холодной водопроводной водой. Через два дня после нанесения первого слоя нанесли второй слой, толщиной 2—3 мм. В конце декабря месяца эти комнаты стали отапливать (температура была в среднем 10°—12 °С). Второй слой стал обваливаться.

26-го апреля эти оштукатуренные комнаты были осмотрены. Стены подвального этажа были мокрые. Очевидно, это было следствием наличия грунтовых вод, поднимающихся по стенам.

Между штукатурным слоем и кладкой, хотя сцепление и существует, но штукатурка оставалась влажной и современем может обвалиться. Второй слой штукатурки шелушится и обваливается, так

как нанесен на замерзшую поверхность. В тех местах, где стена сухая, штукатурка высохла без дефектов.

2. Здание № 11 Стройконторы Молотовского Райисполкома (на улице Фирдуси). Штукатурные работы производились с начала ноября 1948 г. по 15 декабря 1948 г. Оштукатурены стены I, III, IV этажей и стены квартиры VII в V-ом этаже. Воду нагревали до 19°—20° С. Нами были отмечены те места, где на поверхности штукатурки образовались ледяные сосульки.

19-го апреля штукатурка этого здания была осмотрена. В отмеченных местах лед растаял и штукатурка без трещин высохла. В некоторых местах второй слой обвалился. В одной комнате на стенах образовались темные пятна; штукатурка шелушилась, крошилась. По опросам технического персонала выяснилось, что так как от сильного ветра разбивались стекла окон, то последние 15 дней окна и двери оставались закрытыми. Таким образом, в ряде комнат вентиляция прекращалась и водяные пары, оставаясь в комнате, разрушали штукатурку.

3. Здание № 5 на улице Алавердяна, Стройконторы Спандарянского Райисполкома. Штукатурные работы производились с 1 декабря 1948 г. по 15 января 1949 г. Были оштукатурены все перегородки и потолки IV этажа и стены III подъезда. Воду нагревали до 20°—25°С. После нанесения первого слоя сразу же наносили второй слой. В III подъезде, в лестничной клетке плита и верхняя часть фасадной стены V этажа были в ледяных сосульках и в темных пятнах. В этих местах второй слой был нанесен на замерзший первый слой. 26-го апреля в этом здании была осмотрена штукатурка, выполненная при сильных морозах. Штукатурка высохла. В тех местах, где второй слой штукатурки был нанесен на замерзший первый слой, второй слой шелушился.

4. Здание Ерпрорстроя на углу проспекта Сталина и ул. Баграмяна. Штукатурные работы производились с 25 января. При морозах оштукатурены стены II этажа. 28 января, для прекращения сквозного проветривания, в окна фасада были вставлены стекла. Штукатурка замерзла. В тех местах, где дуло из щелей окон, образовались ледяные сосульки. Воду для гажевого раствора нагревали до + 30° С или же брали водопроводную. Толщина гажевого слоя—от 3—4 мм до 2 см.

26-го апреля штукатурка этого здания, выполненная при сравнительно больших морозах, была осмотрена. Штукатурка высохла без трещин. Дефектов, вызванных замораживанием, не было обнаружено. В двух комнатах штукатурка потолков была мокрая, в трещинах и обваливалась. Междуетажное железобетонное перекрытие в этих местах было выполнено поздно осенью и, не успев высохнуть, замерзло. Когда наступила теплая погода, это замерзшее перекрытие начало оттаивать и образовавшиеся вода и водяные пары разрушили штукатурку.

В ы в о д ы

Произведенные экспериментальные работы, а также опыт передовых строителей Еревана, в течение ряда лет осуществляющих штукатурные работы в зимних условиях, позволяют сделать следующие практические выводы:

1. Внутренние штукатурные работы с применением местной гашеной извести рекомендуется производить методом замораживания нанесенного штукатурного слоя.

2. Температура воды для затворения раствора не должна превышать $+ 30^{\circ}\text{C}$.

Примечание: Вода для затворения раствора подогревается только из соображений удобства работы штукатуров, поскольку перемешивание гашеной извести производится вручную. Подогрев воды выше указанной температуры не желателен, т. к. это приводит к снижению прочности штукатурного слоя.

При механизации штукатурных работ подогрев воды не требуется.

3. При оштукатуривании в два слоя второй слой штукатурки следует наносить непосредственно после нанесения первого слоя с тем, чтобы первый слой не успел замерзнуть до нанесения второго слоя.

4. В помещениях, где производятся штукатурные работы, следует создавать хорошую проветриваемость (держать открытыми окна и двери), особенно в период наступления оттепели, когда замороженный штукатурный слой начинает оттаивать и сохнуть.

5. Стены и другие конструкции, возведенные в зимних условиях или не успевшие высохнуть до наступления зимы, с явными следами промерзшей влаги на подлежащих оштукатуриванию поверхностях, не разрешается оштукатуривать до наступления оттепели или до их предварительного высушивания.

6. При оштукатуривании по маякам, а также вообще при оштукатуривании больших поверхностей неизбежно возникают швы между ранее нанесенными и последующими участками, причем ранее нанесенные участки могут замерзнуть и покрыться ледяной пленкой до того, как оштукатуриваются последующие участки. При этом по линиям контакта между этими участками замерзшую штукатурку следует срезать с тем, чтобы в контакте не оставалось ледяной пленки, которая по оттаивании может оставить следы в штукатурке.

Автор считает своим долгом выразить глубокую благодарность кандидату технических наук Г. С. Григоряну за руководство и ценные советы в процессе выполнения этой работы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. И. Светличный и Б. П. Иванов.—Сушка штукатурки вымораживанием. Строительство Москвы, № 15, 1939.
2. И. Я. Киреевко и М. Оксанич.—Штукатурные работы на морозе. Строительная промышленность, № 8, 1934.

3. И. Ф. Чикваркин.—О проблеме штукатурных работ в зимний период. Строительная промышленность, № 12, 1934.
4. Указания по сушке штукатурки. Сб. руководящих материалов и консультаций по строительству, № 2, 1948.
5. П. П. Будников.—Гипс. Ленинград, 1933.
6. М. З. Симонов. Гажа и ее применение. Тифлис, 1936.

Ե. Հ. ԻճճԻԿՅԱՆ

ՍՎԱՂԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԸ ԵՐԵՎԱՆԻ ՁՍԵՌԱՅԻՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հողվածում բերված են Հայկական ՍՍՈՒ Գիտությունների Ակադեմիայի Շինանյութերի և Կառուցումների Ինստիտուտի փորձնական բնակելի շենքում և Նրևանի մի շարք շինարարություններում 1948—49 թ. թ. ձմռանը կատարված սվաղի չորացման ընթացքի ու պայմանների ուսումնասիրման արդյունքները: Դրանց հիման վրա տրված են մի քանի խորհուրդներ, որոնք մեր շինարարներին կարող են նախաօրություն տալ սվաղի աշխատանքները մեր ձմեռվա պայմաններում իրականացնել ավելի քիչ կորուստներով:

Գաճի շաղկապման պրոցեսի էկզոթերմիկ լինելու հետևանքով ջրի գոլորշիացումը սվաղից կատարվում է նաև 0°-ից ցածր արտաքին ջերմաստիճաններում և դաճի շաղախը մինչև ստաչելը կարողանում է կապակցվել պատի հետ և շաղկապվել:

Շաղախի ջրի ջերմաստիճանն աննշան չափով է ազդում սվաղի ամրության վրա: Հայաստանի պայմաններում սվաղի աշխատանքները մեքենայացված չեն. բանվորները դաճի շաղախը խառնում են ձեռքերով. այս պատճառով հարմար է ջուրը տաքացնել: Բայց ջրի ջերմաստիճանը չպետք է անցնի 25°—30°-ից, որովհետև ջրի բարձր ջերմաստիճանի դեպքում շաղախի կապակցումը 2 անգամ արագանում է և ամրությունն ընկնում:

Սվաղի սառեցման ժամանակ, արագ չորացման նպատակով, անհրաժեշտ է ստեղծել սենյակների ու մեղ օդափոխություն և միջանցիկ հոսանքներ:

Նրկու շերտով սվաղելու դեպքում անհրաժեշտ է երկրորդ շերտը քսել առաջին շերտը քսելուց անմիջապես հետո ախյուկա, որ առաջին շերտը դեռևս սառած չլինի:

Նախքան սվաղի աշխատանքներն սկսելը, անհրաժեշտ է մանրազննին սառվել շենքի պատերը և ծածկերը. սառած պատերը և ալ մասերը չպետք է սվաղել:

Սվաղի չորացումը սառեցումով նախաօրություն է տալիս սվաղի աշխատանքները կատարել նաև ձմռանը:

