

УДК 624.072

© 1990 г.

И. Н. ДАШЕВСКИЙ, В. Э. ШКЛОВЕР

ИНТРАКАПСУЛЯРНЫЙ ИСКУССТВЕННЫЙ ХРУСТАЛИК И ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ТЕОРИИ ГИБКИХ СТЕРЖНЕЙ

Использование одного из перспективных типов искусственного хрусталика наталкивается на ряд трудностей механического характера. В связи с этим в [1] для описания контактного взаимодействия интракапсулярного искусственного хрусталика с капсулой человеческого глаза было предложено два подхода, основанных на рассмотрении соответственно прямой и обратной задач о контакте гибкого упругого стержня с жестким основанием. Первый подход был далее развит в [2]. В настоящей работе развивается второй из указанных подходов. Дается обоснование и постановка обратной задачи теории упругих гибких стержней, анализ ее характерных особенностей, приводятся результаты численных расчетов. Показано, что для статически неопределимых систем нелинейность соответствующей краевой задачи порождает множественность решений, с одной стороны, и приводит к эффекту их срыва при изменении параметров, с другой. Обнаружено наличие несимметричных решений в симметричных задачах. Дано физическое толкование этих явлений.

1. Постановка задачи. Согласно одной из перспективных схем хирургического лечения катаракты (помутнения хрусталика) мутное тело хрусталика выдавливается через разрез в прозрачной оболочке-капсуле хрусталика, а на его место имплантируется интракапсулярный искусственный хрусталик (ИКХ) [3, 4]. ИКХ представляет собой линзу из полиметилметакрилата диаметром обычно в 5 мм с закрепленными на ее ободе опорными элементами (ОЭ) также из полимерного материала. ОЭ могут быть «замкнутыми» (оба конца закреплены на линзе) и «незамкнутыми» (с одним свободным концом) (фиг. 1). С их помощью линза фиксируется в капсуле как на упругих распорках — рессорах.

Среди осложнений, наблюдаемых при использовании ИКХ, имеются два, непосредственно связанных с механическими свойствами ОЭ и капсулы: это смещение линзы относительно оптической оси глаза и прорыв капсулы, что может привести к значительному снижению зрения. Во избежание этих осложнений форма и размеры ИКХ должны быть таковы, чтобы достигалась стабильная центрация ИКХ на оптической оси глаза, и в то же время капсула сохраняла свою целостность. Проблема осложняется тем, что радиус капсулы у разных людей принимает значения от $r_- \approx 4$ мм до $r_+ \approx 7$ мм, и неизвестны способы его прямого априорного измерения у конкретного пациента *in vivo*. Поэтому, а также из соображений универсальности, ИКХ должен удовлетворять указанным требованиям для всех радиусов капсул r : $r_- \leq r \leq r_+$.

Для обеспечения стабильной фиксации ИКХ в центре капсулы при всех r необходимо, чтобы конструкция ИКХ была симметрична относительно поворотов на угол $2\pi/k$ ($k=2, 3, \dots$) и чтобы было выполнено условие расpirания $r^0 > r_+$, где r^0 («радиус хрусталика») — радиус наименьшей окружности, которая может быть описана вокруг ИКХ. Вводя безразмерные $R^0 = r^0/r_-$, $R_+ = r_+/r_-$, запишем это условие в виде

$$R^0 > R_+ \quad (1.1)$$

Для выполнения же условия неразрыва капсулы потребуем, чтобы при наиболее опасном минимальном значении $r = r_-$ контактные усилия были максимально равномерно распределены по области контакта ОЭ с капсу-

инерции поперечного сечения стержня, $\vartheta_k(s)$, $\vartheta(s)$ — угол между касательной к упругой линии стержня в точке s и осью Ox соответственно для конечной и искомой начальной формы стержня, $\mathbf{p}(s)$, $\mathbf{q}(s)$ — величины перерезывающей силы и погонной нагрузки, $\mathbf{n}(s)$ — вектор нормали к упругой линии нагруженного стержня. Подставляя второе из соотношений (2.1) в первое и учитывая, что в сжатом состоянии конечная форма контактной части ОЭ представляет собой дугу окружности и выполняется (1.2), получим уравнение, определяющее ее начальную форму:

$$\frac{d^2\vartheta}{ds^2} = - \left[\mathbf{p}(0) + \int_0^s \mathbf{q}(s') ds' \right] \cdot \frac{\mathbf{n}(s)}{EI} \quad (2.2)$$

$$\mathbf{q}(s) = q \cdot \mathbf{n}(s), \quad \mathbf{n}(s) = \{-\sin \varphi, \cos \varphi\}$$

Из соображений простоты и технологичности выберем конечную форму остальной части ОЭ без самопересечений и сильных изгибов, например, в виде двух дуг окружностей (фиг. 2) радиуса линзы r_0 (концевая часть) и радиуса $1/2(r_- - r_0)$ (средняя часть), причем средняя часть плавно сопрягается с остальными. Распишем лишь случай, когда для незамкнутого ОЭ его концы A , K в конечном состоянии располагаются вдоль одного и того же радиуса, или же для симметричного замкнутого ОЭ оба конца крепятся к линзе в одной и той же точке K , а угол заделки в обоих случаях равен нулю (фиг. 2) (изменения для более общего случая, когда A , K не лежат на одной прямой или концы крепятся в разных точках, а угол заделки не равен нулю, очевидны). Задав таким образом конечную форму всего ОЭ, нетрудно теперь проинтегрировать (2.2) и получить выражение для начальной формы ОЭ

$$\vartheta(\varphi) = \begin{cases} c_0 + c_1 r_- \sin \varphi + c_2 r_- \varphi & (0 \leq \varphi \leq \varphi_0) \\ c_1 \frac{(r_- - r_0)^2}{4r_-} \sin \varphi - \frac{r_- q}{EI} \frac{(r_- - r_0)^2}{4} \sin(\varphi - \varphi_0) + c_3 \varphi \frac{r_- - r_0}{2} + c_5 & (\varphi_0 \leq \varphi \leq \varphi_0 + \pi) \\ c_1 \frac{r_0^2}{r_-} \sin \varphi - \frac{r_- r_0^2 q}{EI} \sin(\varphi - \varphi_0) - c_4 \varphi r_0 + c_6 & (\varphi_0 + \pi \leq \varphi \leq \pi) \end{cases} \quad (2.3)$$

$$x(s) = x(0) + \int_0^s \cos \vartheta(\varphi') ds', \quad y(s) = \int_0^s \sin \vartheta(\varphi') ds' \quad (2.4)$$

где c_0, \dots, c_6 — константы интегрирования, причем

$$c_1 = r_-^2 q / (EI) - r_- p_{0x} / (EI), \quad \{p_{0x}, p_{0y}\} = \mathbf{p}(0) \quad (2.5)$$

$$\begin{cases} \varphi = s / r_- & (0 \leq \varphi \leq \varphi_0) \\ \varphi - \varphi_B = 2(s - s_B) / (r_- - r_0) & (\varphi_0 \leq \varphi \leq \varphi_0 + \pi) \\ -(\varphi - \varphi_C) = (s - s_C) / r_0 & (\varphi_0 + \pi \leq \varphi \leq \pi) \end{cases} \quad (2.6)$$

При получении (2.3) было использовано равенство $p_{0y} = 0$, справедливое как для незамкнутого (конец A свободен), так и для замкнутого (по симметрии) ОЭ.

Для определения семи неизвестных констант c_0, \dots, c_6 необходимо семь дополнительных соотношений, пять из которых для обоих типов ОЭ одинаковы и даются условием заделки на конце K и условиями сочленения трех частей ОЭ: гладкости и сохранения скачка кривизны из отсутствия сосредоточенных моментов в точках B , C :

$$\begin{aligned} \vartheta(l) &= \pi; \quad \vartheta^+ = \vartheta^- \quad \text{при } s = s_B, s = s_C \\ \kappa^+ - \kappa^- &= \kappa_h^+ - \kappa_h^- \quad \text{при } s = s_B, s = s_C \end{aligned} \quad (2.7)$$

где $\kappa_k = d\theta_k/ds$ — кривизна ОЭ в конечном состоянии, $\kappa = d\theta/ds$ — начальная кривизна. Введем безразмерные величины

$$R_0 = r_0/r_-, Q = r_-^3 q/(EI), C_i = r_- c_i \quad (i=1, \dots, 4), C_j = c_j \quad (j=0, 5, 6) \quad (2.8)$$

При этом (2.5) примет вид

$$C_1 = Q - r_-^2 p_{0x}/(EI) \quad (2.9)$$

Подставляя (2.8) в (2.3) и (2.3) в (2.7), получим пять линейных по C_0, \dots, C_6, Q соотношений, из которых удобно выразить C_2, \dots, C_6 через C_0, C_1, Q .

Остальные два соотношения для каждого типа ОЭ устанавливаются особо. Для незамкнутого ОЭ они отражают то, что конец A свободен, т. е. сила и момент в точке A равны нулю: $p(0) = 0, [\kappa - \kappa_k]_{s=0} = 0$. Подстановка в (2.9) первого из этих соотношений, а (2.3) с использованием (2.6), (2.8) — во второе соотношение дает $C_1 = Q, C_1 + C_2 = 1$. Все использованные краевые условия независимы, поэтому результирующая линейная система невырождена и имеет единственное решение. Найдя C_0, \dots, C_6 , можно по (2.3), (2.4), (2.6) рассчитать форму ОЭ и далее проверить условие (1.1).

Для замкнутого ОЭ дополнительные соотношения с использованием симметрии могут быть записаны в виде $\psi(0) = 0, x(l) = 0$. Первое условие с учетом (2.3), (2.8) дает сразу $C_0 = 0$, что позволяет далее опустить C_0 и рассматривать лишь C_1, \dots, C_6 . Второе условие по (2.4), (2.3), (2.6) с учетом следующего из симметрии $x(0) = 0$ приводит к

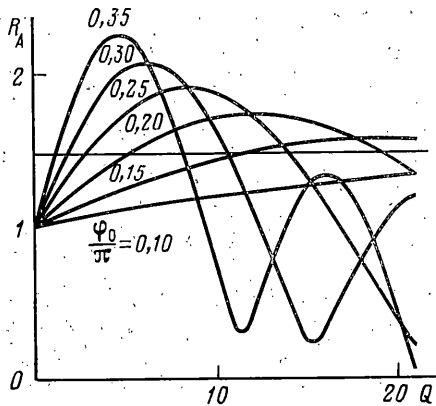
$$\begin{aligned} x(l) = & \int_0^{\varphi_0} \cos(C_1 \sin \varphi + C_2 \varphi) d\varphi + \\ & + \frac{1-R_0}{2} \int_{\varphi_0}^{\varphi_0+\pi} \cos \left[C_1 \frac{(1-R_0)^2}{4} \sin \varphi - \frac{Q(1-R_0)^2}{4} \sin(\varphi - \varphi_0) + C_3 \varphi - \frac{1-R_0}{2} + C_5 \right] d\varphi + \\ & + R_0 \int_{\pi}^{\varphi_0+\pi} \cos [C_1 R_0^2 \sin \varphi - Q R_0^2 \sin(\varphi - \varphi_0) - C_4 R_0 \varphi + C_6] d\varphi = 0 \quad (2.10) \end{aligned}$$

Поскольку C_2, \dots, C_6 линейно выражаются через Q, C_1 , (2.10) дает разрешающее трансцендентное уравнение $f(Q, C_1) = 0$.

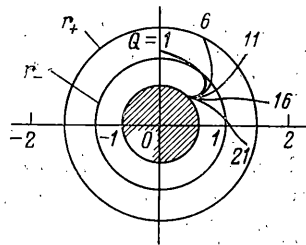
Важно отметить, что в случае замкнутого ОЭ (в отличие от незамкнутого) одна из неизвестных констант ($C_1 \neq 0$, точнее, $p_{0x} \neq 0$) входит уже в уравнения исходной краевой задачи (2.1). Физически это соответствует статической неопределенности системы, математически — задаче на собственные значения, нелинейной ввиду нелинейности краевого условия (2.10).

3. Значения исходных параметров. Как уже было отмечено, условие (1.1) эквивалентно требованию достаточной податливости ОЭ. Последнее может быть простейшим способом достигнуто уменьшением модуля упругости материала, а также диаметра ОЭ, либо увеличением его длины (или, что то же, угла φ_0). В настоящей работе расчеты проводились для ОЭ из пропилена. Диаметр ОЭ имел значения, близкие к минимальным реально используемым в клинике. Тем самым достигалась минимальная изгибная жесткость ОЭ. Длина ОЭ в соответствии с выбранной конструктивной схемой варьировалась изменением угла φ_0 . Выбор иных конструктивных вариантов для дальнейшего увеличения податливости ОЭ через его длину определяется прежде всего соображениями оперативного удобства и возможностями технологии.

В соответствии с изложенными соображениями и согласно данным, приведенным в п. 1, а также в [6, 7], значения входящих в расчетные формулы параметров были приняты следующими: $r_0 = 2,5$ мм; $r_- = 4,25$ (или 4,0) мм; $r_+ = 6,25$ (или 6,75) мм; $E = 1,13 \times 10^3$ МПа [7]. Величины



Фиг. 3



Фиг. 4

I , q вычисляются по формулам: $I = \pi d^2 / 64$, $q = \sigma d$, где $d = 0,16 \div 0,25$ мм — диаметр поперечного сечения ОЭ, $\sigma = 10 \div 10^2$ кПа — прочность капсулы на прорыв [6]. Отсюда для I , q имеем значения порядка $I = 10^{-4}$ мм⁴; $q = 1,6 \div 25$ н/м.

При проведении расчетов безразмерная прочность капсулы менялась от 0,2 до 21,0, т. е. в несколько более широких пределах, чем q ; угол φ_0 варьировался от $\pi/10$ с шагом $\pi/20$ до $21/20 \cdot \pi$. Уравнение (2.10) решалось методом секущих.

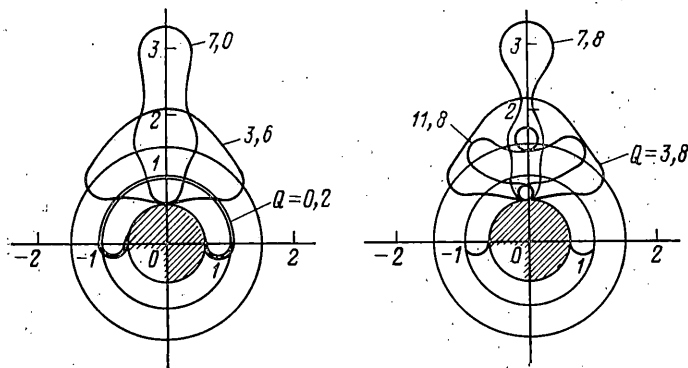
4. Численные результаты. Для незамкнутого ОЭ были рассчитаны безразмерные расстояния от центра ИКИХ до конца ОЭ в зависимости от прочности капсулы $R_A(Q)$ (фиг. 3) и построены соответствующие формы ОЭ (фиг. 4: случай $\varphi_0 = \pi/5$, $Q = 1, 6, 11, 16, 21$).

Зависимость $R_A(Q)$ оказывается, вообще говоря, немонотонной, причем с увеличением φ_0 число экстремумов растет (фиг. 3). Математически источник немонотонности таков. Декартовы координаты конца A незамкнутого ОЭ относительно точки заделки K при $Q \rightarrow \infty$ являются интегралами от быстро осциллирующих функций. Пользуясь, например, методом стационарной фазы [8], можно показать, что они, осциллируя, асимптотически стремятся к нулю. Поэтому $R_A(Q)$ при $Q \rightarrow \infty$ будет, осциллируя, стремиться к R_0 , т. е. безразмерному радиусу линзы. Физически это означает, что при $Q \rightarrow \infty$ соответствующие формы будут все больше и плотнее наматываться на закрепленный конец ОЭ (фиг. 4).

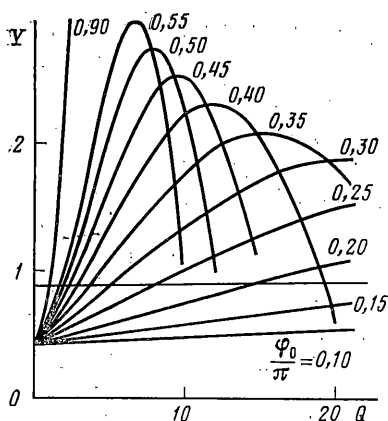
Зависимость представленных результатов от угла φ_0 может быть понята как зависимость от линейно связанной с φ_0 общей длины ОЭ l . Увеличение φ_0 , l приводит, с одной стороны, к росту величины экстремумов на кривой $R_A(Q)$, а, с другой — к увеличению общей податливости ОЭ, точнее, к росту скорости изменения R_A при изменении Q , к ускорению наматывания ОЭ на закрепленный конец. Рассмотренная нелинейность носит геометрический характер и происходит из нелинейности связи x , y с ϑ , s .

Фактически незамкнутый ОЭ рассмотренного типа должен, вообще говоря, иметь еще некоторый концевой участок типа загиба или кольца, чтобы не было упирания острого конца ОЭ в капсулу. Поскольку при принятой постановке на расчетах это никак не сказывается, форма такого ОЭ получается гладким присоединением указанного концевой участка к рассчитанным здесь формам.

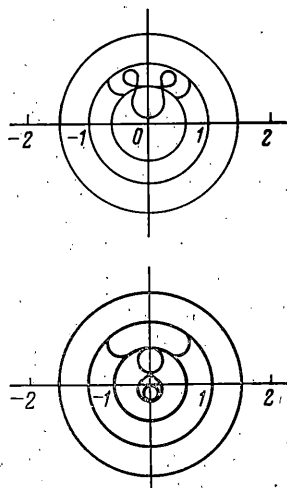
Из фиг. 3, 4 ясно, что для ИКИХ могут иметь практический смысл лишь формы, соответствующие точкам первой восходящей части зависимости $R_A(Q)$ и притом точкам, достаточно далеким от максимума, так как сильная «развернутость» ОЭ создает большие оперативные трудности при существующей технике имплантации. С точки зрения условия (1.4) это означает, что фактически требуется его выполнение с достаточным запасом. Далее это позволяет считать $R^0 \approx R_A$, переписать (1.1) в виде $R_A > R_+$ и проверять его выполнение по R_A (на фиг. 3 горизонталь-



Фиг. 5



Фиг. 6



Фиг. 7

ная прямая с ординатой $\approx 1,5$ отвечает значению $R_+ = r_+/r_- = 6,25 \text{ мм}/4,25 \text{ мм}$). В соответствии со сказанным выше увеличение φ_0 , l увеличивает податливость конструкции и улучшает выполнение условия (1.1).

Как видно из фиг. 3, зависимость $R_A(Q)$ вплоть до первого максимума отклоняется от линейной (с наклоном, соответствующим податливости при $Q=0$) не более, чем на $\approx 40\%$. Это означает, что в пределах по крайней мере такой точности расчеты могли бы проводиться по сопрягату, тем более, что нетрудно дать примерно той же точности оценку и для величины и положения этого максимума на кривой $R_A(Q)$, указывающих границы применимости линейного подхода. Сложностей для незамкнутого ОЭ на этом пути не возникает, однако вычисления весьма громоздки.

Несмотря на большую, вообще говоря, податливость незамкнутого ОЭ, с оперативной точки зрения более удобным по ряду причин оказывается замкнутый ОЭ, изучению которого и посвящена остальная часть работы. Для более или менее реальных форм замкнутого ОЭ расчеты по линейной теории в силу появляющейся здесь статической неопределенности оказываются настолько громоздкими, что сами требуют привлечения системы аналитических вычислений и, таким образом, не дают ощутимых вычислительных преимуществ по сравнению с точным нелинейным подходом, которому мы здесь и следуем.

Основная трудность при численном решении уравнения (2.10) была связана с тем, что оно, как оказалось, имеет бесконечно много решений (в этом легче всего убедиться из рассмотрения, например, методом стационарной фазы, асимптотики (2.10) при $C_1 \rightarrow \infty$). Для выделения нуж-

ной ветви $C_1(Q)$ заметим, что в отсутствие нагрузки (при $Q=0$) иско- мая форма должна совпадать с заданной конечной и в стержне долж- ны отсутствовать внутренние усилия, т. е. должно быть $p_{0x}=0$, а, следсва- тельно, по (2.9) и $C_1(Q)=Q-r^2 p_{0x}/(EI)|_{Q=0}=0$. Это условие фиксирует выбор нужной ветви. Идя теперь вдоль этой ветви от $Q=0$, $C_1=0$ мелки- ми шагами по Q , можно по непрерывности найти $C_1(Q)$ при остальных $Q \neq 0$. В реальных расчетах шаг ΔQ принимался в зависимости от необ- ходимой точности равным $\Delta Q=0,02; 0,2; 0,25$, окрестность $\Delta C_1=0,5; 1,0$.

Полученная зависимость $C_1(Q)$ оказалась монотонно возрастающей до некоторого критического значения $Q=Q_*$. При $Q=Q_*$ счет дает рез- кий срыв, причем с увеличением φ_0 срыв происходит все раньше ($Q_*(\varphi_0)$ падает). Математически это отвечает уходу $C_1(Q)$ в комплексную плос- кость. При этом решение теряет физический смысл, так как согласно (2.9) усилия $p_{0x}(Q)$ оказываются комплексными. Таким образом, срыв счета означает отсутствие искомого решения при $Q > Q_*$: не существует начальных конфигураций, которые дали бы заданную конечную форму при заданных нагрузках $Q > Q_*$, область $Q > Q_*$ является областью недостижимости. Это чисто нелинейный эффект, порожденный краевым условием (2.10), выражающим заделку второго конца ОЭ. В противополо- жность всем остальным использованным здесь условиям и уравне- ниям, это краевое условие линейно в декартовых координатах, в перемен- ных же φ, s оно нелинейно.

Были рассчитаны и построены формы ОЭ в указанных диапазонах Q и φ_0 . На фиг. 5 на примере $\varphi_0=\pi/2$ показана эволюция форм при росте Q вплоть до предельной «формы срыва». Кривые $Y(Q)$ зависимо- сти безразмерного радиуса ИКИХ (точнее, $Y=R^0-R_0$) от прочности капсулы приведены на фиг. 6: они проходят через максимум и обрывают- ся при $Q=Q_*$. Аналогичные расчеты были проведены для ОЭ с расстав- ленными ножками при частичном и полном отсутствии концевой области налегания.

За вычетом обсужденного выше явления срыва в остальном характер полученных зависимостей и их изменения при варьировании парамет- ров имеет здесь тот же качественный смысл, что и для незамкнутого ОЭ. Это же относится и к обсуждению условия (1.1) с той лишь разницей, что для замкнутого ОЭ R^0 есть в точности $R^0=R_0+Y$ (прямая с ордина- той $\approx 0,9$ на фиг. 6 отвечает значению $R_+=r_+/r_-=6,25 \text{ мм}/4 \text{ мм} \approx 1,56$; при этом $R_0=2,5 \text{ мм}/4 \text{ мм}=0,625$, $Y_+=R_+-R_0 \approx 0,9$).

На практике прочность капсулы у конкретного пациента заранее неизвестна, и надо ориентироваться на минимальное значение прочно- сти, т. е. с учетом коэффициента запаса на значения $Q \approx 0,5 \div 1,0$. В та- ком узком диапазоне Q данные для Y целесообразно выводить в зависи- мости не от Q , а от угла полураствора ОЭ φ_0 . В указанном диапазоне Q рассматриваемая конструкция с креплением концов ОЭ в одной точке вплоть до значений φ_0 порядка π не удовлетворяет условию (1.1), зна- чения же $\varphi_0 \gtrsim \pi$ с практической точки зрения неприемлемы. Конструк- ция с расставленными концами, естественно, еще хуже и для получения универсального ИКИХ надо использовать какие-то другие, более подат- ливые конструкции. Если же пользоваться рассмотренными конструк- циями, необходимо отказаться от требования универсальности, напри- мер, разбить весь диапазон значений радиуса капсулы на несколько поддиапазонов и для каждого из них использовать свой приемлемый вариант ОЭ.

5. Множество решений обратной задачи и их физический смысл. Принятое выше для замкнутого ОЭ условие отбора единственного из бесконечного числа решений заключается в том, чтобы в стержне, имеющем заданную конечную форму, в отсут- ствие внешних нагрузок не было внутренних усилий.

Соответственно, другие ветви отвечают решениям, для которых при $Q=0$, т. е. в отсутствие внешних нагрузок, в стержне, имеющем заданную конечную форму, существуют внутренние усилия. Для таких решений можно проделать все то же са- мое и, в частности, найти соответствующие им исходные ненапряженные формы, которые, однако, в отличие от основного случая, уже не будут при $Q=0$ (в отсутст- вие внешних нагрузок) совпадать с заданной конечной формой КАВС (примеры см

на фиг. 7) т. е., для этих решений КСВА при $Q=0$ будет не исходной ненапряженной формой, а некоторой дополнительной, внутренне напряженной, но внешне не нагруженной самоуравновешенной конфигурацией, к которой можно прийти, следуя подходящей программе нагружения. Поскольку при этом в стержне запасена упругая энергия, эта равновесная форма будет глобально неустойчивой.

Если концы замкнутого ОЭ разнесены, то, как нетрудно убедиться из рассмотрения асимптотики краевого условия, аналогичного (2.10), соответствующее уравнение будет иметь конечное число решений. Физически это означает, что если концы ОЭ не совпадают, его форма не может неограниченно скручиваться (в отличие от случая совпадающих концов, где она может скручиваться, стягиваясь в точку). Впрочем, применительно к ИКИХ практическое значение подобных форм проблематично.

6. Несимметричные решения симметричных задач. Тот же математический механизм, отражающий нелинейность краевой задачи и порождающий множественность ее решений, приводит к еще одному качественному эффекту: наличию у симметричной по y задачи множества несимметричных решений. Для разыскания несимметричных решений с $p_{0y} \neq 0$, следует записать те же уравнения и аналогичные краевые условия теперь уже на всей длине ОЭ, равной L , причем вместо условий (2.10) и $p_{0y}=0$ выставить требования соответственно:

$$\Delta x = \int_L \cos \vartheta(s) ds = 0, \quad \Delta y = \int_L \sin \vartheta(s) ds = 0 \quad (6.1)$$

Действуя, как и раньше, убедимся, что все неизвестные константы интегрирования выражаются через какие-либо две, например, p_{0x} и p_{0y} , для которых (6.1) и дадут окончательно систему двух нелинейных уравнений. Эта система, очевидно, содержит в себе, в качестве частного, изученный ранее случай $p_{0y}=0$, соответствующий симметричным решениям. В то же время рассмотрение (аналогично предыдущему) асимптотики этой системы при $p_{0x}, p_{0y} \rightarrow \infty$ показывает, что она имеет, вообще говоря, счетное число решений с $p_{0y} \neq 0$, т. е. несимметричных, внутренне напряженных решений.

В случае, когда концы ОЭ разнесены, таких решений будет лишь конечное число.

Авторы благодарят Н. А. Сушкову, Ф. Л. Черноусько и Р. В. Гольдштейна, привлечших их к разработке проблематики ИКИХ, а также Н. М. Осипенко, с которым они постоянно обсуждали проблемы интраокулярной коррекции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Некоторые вопросы механики интракапсулярного искусственного хрусталика // *И. М. Ананьевский, Р. В. Гольдштейн, И. Н. Дашевский и др.* // Медицинская биомеханика: Тез. докл. Междунар. конф. «Достижения биомеханики в медицине». Рига, 1986. Рига: М-во здравоохранения ЛатвССР, 1986. Т. 1: С. 28–33.
2. *Ананьевский И. М., Черноусько Ф. Л.* Исследование механики опорных элементов искусственного хрусталика // *Изв. АН СССР. МТТ.* 1988. № 4. С. 175–180.
3. *Федоров С. Н.* Методы фиксации интраокулярных линз // *Вестн. офтальмол.* 1969. № 3. С. 38–43.
4. *Алексеев В. Н.* Интракапсулярная имплантация искусственного хрусталика // *Вест. офтальмол.* 1976. № 5. С. 31–36.
5. *Попов Е. П.* Теория и расчет гибких упругих стержней. М.: Наука, 1986. 294 с.
6. *Коростелева Н. Ф., Сушкова Н. А., Струсова Н. А., Трубилин В. Н.* Механические параметры капсулы хрусталика и упругие силы опорных элементов интраокулярных линз // *Вестн. офтальмол.* 1985. № 6. С. 18–20.
7. *Конструкционные материалы.* Т. 3. М.: Сов. энциклопедия, 1965. 527 с.
8. *Сидоров Ю. В., Федорюк М. В., Шабунин М. И.* Лекции по теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1976. 407 с.

Москва

Поступила в редакцию
13.VII.1988