

Инженер ПИХТОВНИКОВ Р. В.

О ПОТЕРЕ УСТОЙЧИВОСТИ ЗАГОТОВКОЙ В ПРОЦЕССЕ ГЛУБОКОЙ ВЫТЯЖКИ ЛИСТОВОГО МЕТАЛЛА

Осуществление глубокой вытяжки листового металла возможно только с применением специальных прижимов. Давление прижима препятствует образованию складок на фланце штампуемого изделия и способствует равномерному течению материала с периферии к центру матрицы.

Правильный подбор давления прижима играет решающую роль в технике глубокой вытяжки. Использование оптимального давления складкодержателя позволяет увеличить коэффициент вытяжки, улучшить качество изделия, уменьшить расход энергии и добиться применения сложных видов вытяжки.

Экспериментальные данные, характеризующие физическую картину процесса образования складок и потребного при этом давления прижима почти отсутствуют.

Это касается и теоретически обоснованных обобщений, на основе которых было бы возможно подбирать оптимальное давление прижима.

Целью настоящей работы было: систематизировать имеющийся весьма бедный теоретический и экспериментальный материал по исследованиям давления прижима; поставить ряд новых опытов вскрывающих сущность процесса складкообразования, связать его с потребным давлением прижима и теоретически обобщить результаты экспериментов с тем, чтобы получить ясную картину механизма образования складок, требующего введения усилия прижима в процессе глубокой вытяжки.

Разрешить поставленную задачу, нам удалось только при помощи теории разработанной для дисков, теряющих устойчивость под влиянием радиальной нагрузки.

В результате проведенного экспериментального и теоретического исследования процесса складкообразования нами было получено уравнение:

$$Q = \pi \sqrt{\frac{R_0 - R}{R}} (R - r) s \left[\sigma_T - 0,46 \frac{E_0 s^2}{(R - r)^2} \right]$$

Величины, принятые в нем, обозначают:

Q — давление прижима

R_0 — первоначальный радиус заготовки

R — радиус заготовки в данный момент вытяжки

r — радиус пуансона

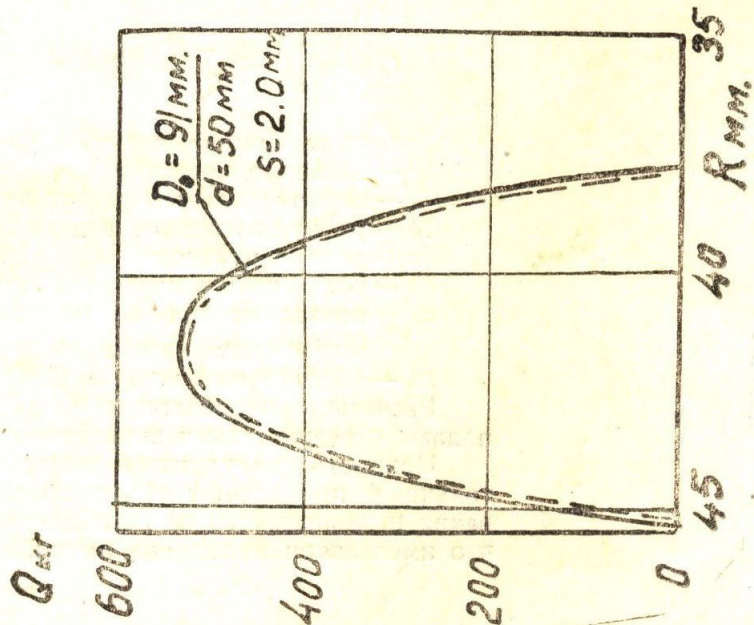
s — толщина штампуемого листа

σ_T — показание кривой истинных напряжений при данном сжатии материала

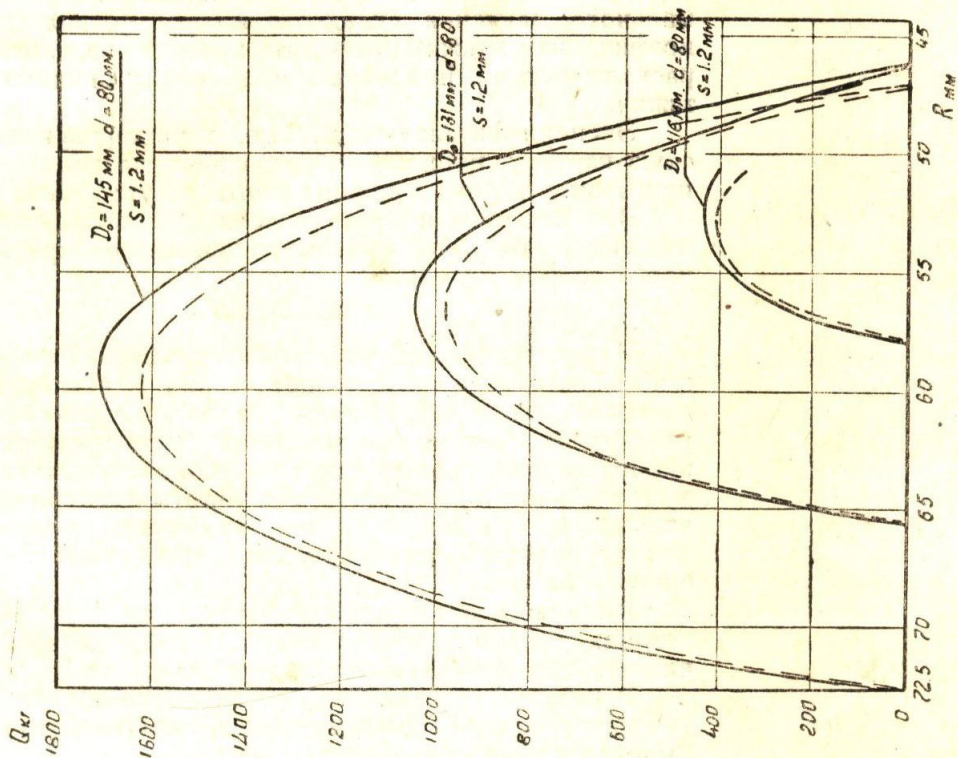
E_0 — обобщенный модуль упругости.

Расчеты, произведенные по указанному уравнению, совпадают с результатами экспериментов. (фиг. 1, 2, 3).

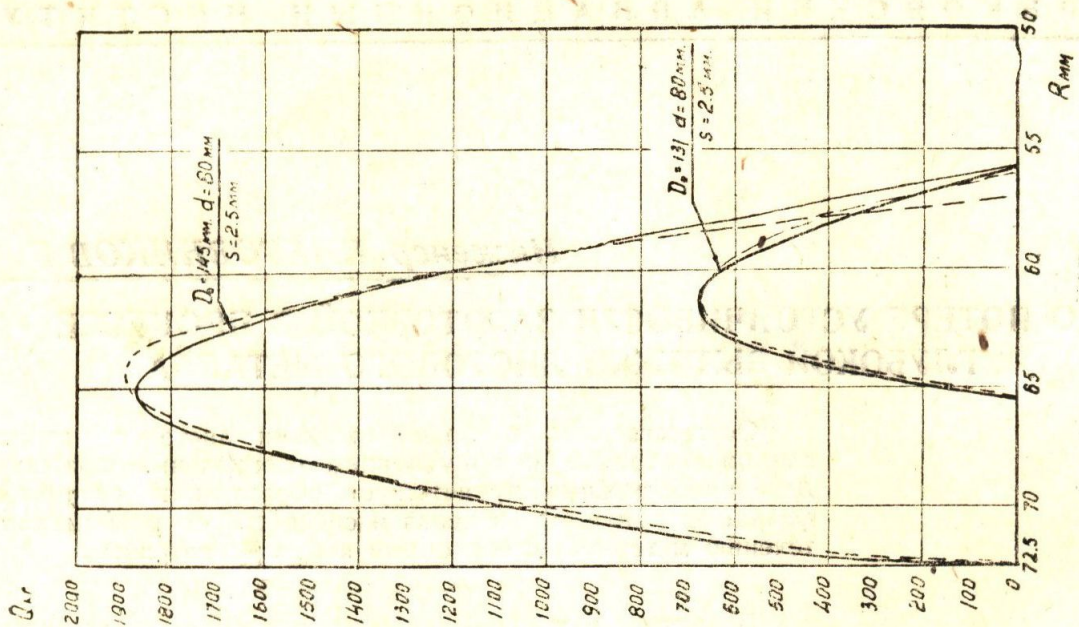
Ценность полученных нами выводов заключается не только в правильном объяснении механизма складкообразования и зависимости от него давления прижима, но и в том, что имея закон изменения потребного усилия складкодержателя



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

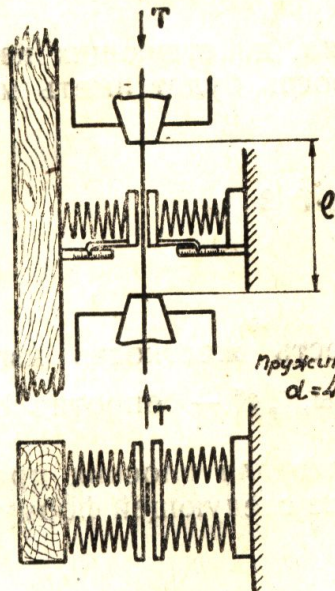
теля — по ходу пуансона, можно построить прижим, меняющий свое давление по тому же закону.

Это позволит значительно увеличить податливость материала вытяжке, уменьшить коэффициент вытяжки, сэкономить расход энергии.

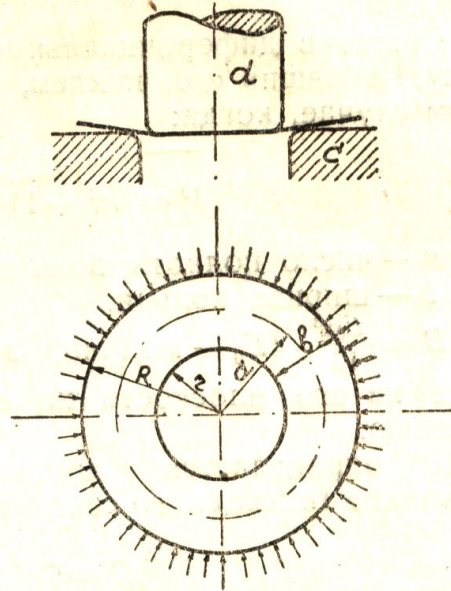
Ниже печатаются некоторые разделы нашей работы.

Опыт теоретического обобщения

1. Влияние потери устойчивости диском на давление прижима. В предыдущей главе данной работы описаны результаты экспериментов с прямоугольными пластинками, нагруженными по схеме,



Фиг. 4



Фиг. 5

указанной на фиг. 4. Рассматривая явление потери устойчивости этой пластинкой, нагруженной вертикальными силами (T) и подпертой силами горизонтальными (Q), составив равенство работ внешних и внутренних сил, легко вывести уравнение:

$$Q = \frac{\pi^2}{2} \left[T - T_{\text{крит}} \right] \frac{f}{l} \quad (1)$$

где:

- T — вертикальная сжимающая сила
- Q — горизонтальная подпирющая сила
- $T_{\text{крит}}$ — сила Эйлера
- l — длина пластинки
- f — величина прогиба

Выводы, полученные в результате экспериментов с пластинками, теряющими устойчивость, по аналогии можно применить и для ориентировочного расчета величины силы прижима. При этом, однако, нужно иметь в виду, что при штамповке мы имеем дело не с прямоугольной полосой, а с кольцом, закрепленным по всей своей внутренней кромке и теряющим устойчивость перпендикулярно к своей плоскости. Это, конечно, значительно усложняет физическую сущность явления.

Задачу потери устойчивости свободно лежащим кольцом в направлении, перпендикулярном его плоскости, решил Тимошенко.

Геккелер принял во внимание внутреннюю заделку кромки кольца и, рассматривая эту заделку как упругое сопротивление опоры, решил задачу потери устойчивости, фланца заготовочного кружка за пределами упругости, заменяя E обобщенным модулем E_0 .

Кратко работа Геккелера заключается в следующем: при сжатии плоского диска в матрице „с“ пуансоном „d“ (фиг. 5) возникают радиальные усилия, которые в свою очередь вызывают тангенциальные напряжения сжатия, создающие волны.

Если считать заделанную внутреннюю кромку упругой опорой, то каждому перемещению (f) точки кольца перпендикулярно к его плоскости противодействует на единицу площади сила

$$q_1 = \beta \cdot f \quad (2).$$

Здесь β — коэффициент упругого сопротивления опоры, играющий ту же роль, что и коэффициент основания в теории балки, лежащей на упругих опорах (напр., коэффициент балласта при расчете ж.-д. шпал).

Составив дифференциальное уравнение сил, действующих на полосу, и решив его, найдем, что неустойчивость будет иметь место в том случае, когда:

$$P = (n^2 - 1) \frac{B \cdot b}{a^3} + \frac{n^2 + \frac{B}{c}}{n^2 (n^2 + 1)} a \cdot b \cdot \beta \quad (3)$$

где: n — число полноты волн по окружности;

b — ширина кольца.

$B = \frac{E_0 s^3}{12}$ (E_0 — модуль, s — толщина) есть жесткость изгибу кольца из его плоскости на единицу ширины, „с“ — сопротивление кручению.

„с“ определяется с достаточной точностью для плоских прямоугольников (кольцевого сечения), если $b > 3s$ из следующей формулы:

$$C = \frac{2}{15} \left(1 - 0,63 \frac{s}{b} \right) E_0 s^3. \quad (4)$$

Отношение $\frac{B}{c}$ обычно меньше единицы; следует заметить, что кручение вообще не играет заметной роли, если речь идет о большом числе волн. Поэтому можно принять $n^2 \pm 1 \simeq n^2$ и пренебречь отношением $\frac{B}{c}$. Тогда

$$P = n^2 \frac{B \cdot b}{a^3} + \frac{a \cdot b \cdot \beta}{n^2} \quad (5)$$

Взяв первую производную $\frac{\partial P}{\partial n} = 0$, находим число волн при минимальной критической нагрузке

$$n = a \sqrt[4]{\beta/B} \quad (6)$$

При этом числе волн радиальное критическое давление

$$P_k = 2 \frac{b}{a} \sqrt{B \cdot \beta} \quad (7)$$

Образование волн на кольце начинается тогда, когда на сечение кольца (площади $b \cdot s$) передается проекция P_k , равная на единицу ширины кольца:

$$T_{кр} = 2 \sqrt{B \cdot \beta} \quad (8)$$

После изложенного остается только определить величину коэффициента сопротивления „ β “.

Так как кольцо зажато вдоль всей внутренней кромки между пуансоном и матрицей и испытывает изгиб, симметричный к осям, то это сопротивление можно принять как „давление балласта“, меняющееся в радиальном направлении и на внешней кромке имеющее минимальное значение.

Связь между силой „ q_1 “ (формула 2) и максимальным прогибом заготовки выражается формулой:

$$f = x \frac{q_1 b^4}{8B} \quad (9)$$

где x — коэффициент, зависящий от отношения $\frac{a}{b}$, но мало отличающийся от единицы (равный от 1,1 до 1,03).

Из сравнения $q_1 = \frac{8B}{xb^4} \cdot f$ с формулой 2 следует, что

$$\beta = \frac{8B}{xb^4} \quad (10)$$

тогда вместо уравнения (6) будем иметь уравнение:

$$n = \frac{a}{b} \sqrt[4]{\frac{8}{x}} \quad (11)$$

и вместо уравнения (8)

$$T_{кр} = \frac{4B}{b^2} \sqrt{\frac{2}{x}} \quad (12)$$

Подставив вместо x среднее его значение — 1,07, получим:

$$n = 1,65 \frac{a}{b}, \quad (13)$$

$$T_{кр} = 5,47 \frac{B}{b^2} = 0,46 \frac{E_0 s^3}{b^2} \quad (14)$$

Формула 13 хорошо согласуется с опытами, поэтому очевидно и формула 14, являющаяся следствием тех же предположений и выводов, что и формула 13, также будет удовлетворять физическому смыслу явления.

Беря критическую силу на всей ширине фланца и заменяя „ b “ через $(R - r)$, получим:

$$T_{кр} = 0,46 \frac{E_0 s^3}{(R - r)^2} (R - r) \quad (15)$$

Величиной R здесь обозначен наружный радиус заготовки в каждый данный момент штамповки.

Вставим значение $T_{крит.}$ в формулу (1)

$$Q = \frac{\pi^2}{2} \left[T - 0,46 \frac{E_0 s^3}{(R - r)^2} \right] (R - r) \frac{f}{l} \quad (16)$$

Сжимающую силу можно определить как:

$$T = \int_r^R \sigma_T dF \quad (17)$$

где dF — элемент площади радиального сечения кольца, а

σ_T — напряжение на единицу площади.

Точное решение этого интеграла весьма сложно, так как σ_T является величиной переменной по радиусу фланца и закон — изменения σ_T зависит от материала и степени его наклепа.

Приближенно (ошибка не более 3%) можно принять σ_T как среднее арифметическое напряжения сжатия на внешней ($\sigma_{нар}$) и внутренней ($\sigma_{вн}$) кромках фланца в данный момент вытяжки, определяемый внешним радиусом R :

$$\sigma_T = \frac{\sigma_{нар} + \sigma_{вн}}{2} \quad (18)$$

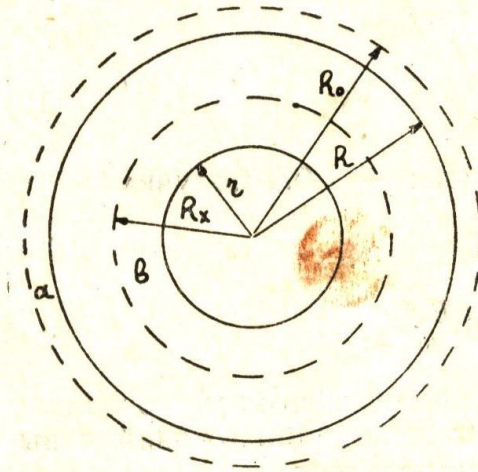
$\sigma_{\text{нар}}$ и $\sigma_{\text{внутр}}$ находим, пользуясь диаграммой истинных напряжений Меллендорфа, для чего необходимо знать деформации наружной ($\epsilon_{\text{нар}}$) и внутренней ($\epsilon_{\text{вн}}$) кромки заготовки.

Пусть радиус диска изменился от R_0 до R (фиг. 6); принимая толщину заготовки величиной постоянной, можем записать величину относительного обжатия как отношение площади заготовки к первоначальной площади.

$$\epsilon_{\text{нар}} = \frac{2\pi R_0 s - 2\pi R s}{2\pi R_0 s} \text{ или}$$

$$\epsilon_{\text{нар}} = 1 - \frac{R}{R_0} \quad (19)$$

Заготовка (при переходе от R_0 до R) уменьшилась на объем кольца „а“. Очевидно, такой же объем должен быть втянут пуансоном вглубь матрицы. Предположим, что объемы колец „b“ и „a“ равны. При постоянной толщине будут равны и их площади



Фиг. 6

$$\pi (R_0^2 - R^2) = \pi (R_x^2 - r^2)$$

откуда

$$R_x = \sqrt{R_0^2 - R^2 + r^2} \quad (20)$$

Так же как и при определении

$\epsilon_{\text{нар}}$.

$$\epsilon_{\text{вн}} = \frac{2\pi R_x s - 2\pi r \cdot s}{2\pi R_x s} = 1 - \frac{r}{R_x}$$

Но, учтя формулу 19, окончательно имеем:

$$\epsilon_{\text{вн}} = 1 - \frac{r}{\sqrt{R_0^2 + r^2 - R^2}} \quad (21)$$

Каждому $\epsilon_{\text{нар}}$ и $\epsilon_{\text{вн}}$ на диаграмме истинных напряжений соответствует свое $\sigma_{\text{нар}}$ и $\sigma_{\text{внутр}}$, среднее арифметическое которых и определяет σ_T .

Следовательно, T можно приближенно написать так:

$$T = \sigma_T (R - r) \cdot s \quad (22)$$

Нам осталось выяснить значение отношения f/l . Из элементарного курса сопротивления материалов известно, что:

$$dl = \frac{\pi^2 f^2}{4l} \quad (23)$$

Но с другой стороны в данный момент штамповки при наличии n волн

$$dl = \frac{2\pi (R_0 - R)}{n} \quad (24)$$

и

$$l = \frac{2\pi R}{n} \quad (25)$$

Сравнив уравнения 23 и 24, находим:

$$f^2 = \frac{2 \cdot 4 \cdot 2 (R_0 - R) R}{n^2}$$

откуда

$$f = \frac{4}{n} \sqrt{R(R_0 - R)}. \quad (26)$$

Разделив на уравнение 25 получим отношение

$$\frac{f}{l} = \frac{4 \sqrt{R(R_0 - R)} \cdot n}{n 2\pi R} = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{R_0 - R}{R}} \quad (27)$$

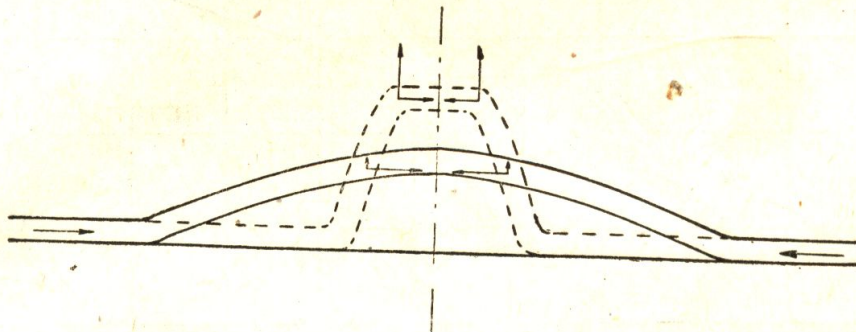
которое от количества волн не зависит. Вставив в формулу 16 величины формул 22 и 27, получим:

$$Q = \frac{\pi^2 \cdot 2}{2\pi} \sqrt{\frac{R_0 - R}{R}} \cdot \left[\sigma_T (R - r) s - 0,46 \frac{E_0 s^3}{(R - r)^2} (R - r) \right];$$

или

$$Q = \pi \sqrt{\frac{R_0 - R}{R}} (R - r) s \left[\sigma_T - 0,46 \frac{E_0 s^2}{(R - r)^2} \right] \quad (28)$$

Следует отметить, что формула 28 соответствует физическому смыслу явлений, имеющих место при глубокой вытяжке со складко-



Фиг. 7

держателем, она предполагает только момент потери устойчивости, когда волн практически еще нет. Если при наличии определенного давления прижима складки все же образовались, то картина резко меняется. Вертикальная составляющая сжимающих сил (фиг. 7) возрастает, вершины волн сплющиваются, и величина Q ставится в зависимость от случайных факторов (степень однородности материала, форма инструмента и т. д.).

Практическое применение результатов теоретического обобщения

В формулу 28 кроме геометрических размеров заготовки входят величины σ_T и E_0 . Как уже указывалось выше, σ_T определяется по диаграмме истинных напряжений. Построить таковую для данного материала особых затруднений не представляет.

Нами было взято 6 нормальных образцов полосовой стали сечением $2,0 \times 30$ мм, эти образцы растягивались до разрушения на пяти-тонном прессе Амслера с одновременной автоматической записью кажущейся диаграммы растяжения.

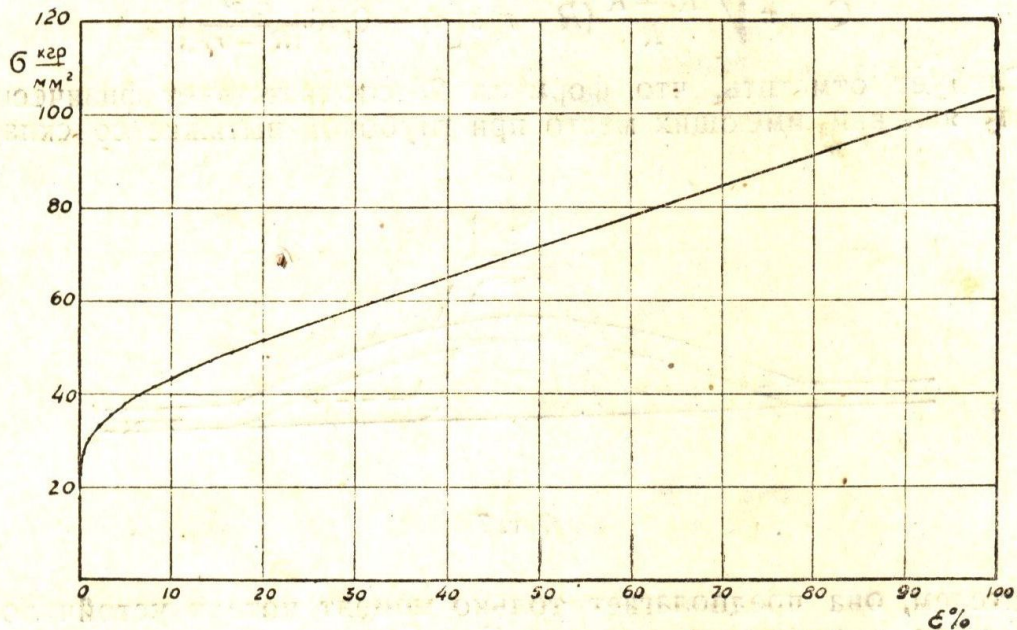
Через каждые 2 мм; абсолютной деформации образца производился замер поперечного сечения (с точностью до 0,01 мм). В качестве точек замера были приняты — начало, середина и конец расчетной длины образца. Среднее арифметическое этих замеров принималось за истинную площадь поперечного сечения в данный момент $F_{и}$.

Величина силы, зафиксированная на кажущейся диаграмме растя-

жения, деленная на истинное поперечное сечение, дает действительное напряжение σ , соответствующее данной степени деформации. Значение относительного уменьшения поперечного сечения ϵ определялось по формуле:

$$\epsilon = \frac{F_0 - F_{\text{н}}}{F_0} \cdot 100$$

Величины ϵ и σ сопоставлены в графике фиг. 8. Положение крайней точки, соответствующее 20% ϵ , определено следующим образом. Найдено временное сопротивление разрыву $\sigma_{\text{вр}}$. Замерена площадь сечения образца на некотором расстоянии от места разрыва в зоне равномерного растяжения. Эта площадь принята за площадь момента образования шейки $F_{\text{ш}}$. Тогда $\epsilon_{\text{ш}} = \frac{F_0 - F_{\text{ш}}}{F_0}$ и, так как между $\sigma_{\text{вр}}$ и



фиг. 8

$\epsilon_{\text{ш}}$ существует зависимость: $\sigma_{\text{вр}} = \sigma_{\text{ш}}(1 - \epsilon_{\text{ш}})$, вытекающая из постоянства объема образца $F_0 l_0 = F_1 l_1$ и равенства максимальных усилий, выраженных через истинные и кажущиеся величины $P_{\text{max}} = F_{\text{ш}} \sigma_{\text{ш}} = \sigma_{\text{вр}} \cdot F_0$, — то $\sigma_{\text{ш}} = \frac{\sigma_{\text{вр}}}{1 - \epsilon_{\text{ш}}}$.

Среднее всех произведенных замеров показало $\sigma_{\text{вр}} = 41,2 \frac{\text{кг}}{\text{мм}^2}$ и $F_{\text{ш}} = 60 \text{ мм}^2$. Подставив эти значения в вышеприведенные формулы, мы получили:

$$\sigma_{\text{ш}} = 0,2 \quad \sigma_{\text{ш}} = 51,5 \text{ кг/мм}^2.$$

По правилу Кербера для пластичных, отоженных с малой степенью наклепа металлов — можно принять $\sigma = 2\sigma_{\text{ш}}$ и закон изменения $\sigma = f(\epsilon)$ между $\sigma_{\text{ш}}$ и $\sigma_{\epsilon=1}$ считать прямолинейным.

Таким образом, на приведенной диаграмме при $\epsilon = 1$ истинное напряжение оказалось равным $2 \times 51,5 = 103 \text{ кг/мм}^2$.

Гораздо сложнее определить E_0 . Механически переносить обобщенные модули, получаемые на разрывных машинах или подсчитываемые теоретически, к случаю штамповки, по нашему мнению, не представляется возможным, так как при вытяжке действует совершенно другая схема напряженного состояния. Гораздо правильнее

определять E_0 экспериментально, но исходя из действительного процесса.

Если формулу 20 продифференцировать по толщине и приравнять первую производную нулю, то получится то значение s , при котором Q максимально.

В результате указанных преобразований получим два уравнения:

$$Q_{\max} = 3,14 \sqrt{\frac{R_0 - R}{R}} (R - r) \cdot s_1 \left[\sigma_T - 0,46 \frac{E_0 s_1^2}{(R - r)^2} \right] \quad (29)$$

$$\sigma_T = 1,38 \frac{E_0 s_1^2}{(R - r)^2} \quad (30)$$

Здесь: s_1 — толщина листа, при которой прижим достигает наибольшего значения.

Величину σ_T из уравнения 30 вставим в уравнение 29

$$Q_{\max} = 3,14 \sqrt{\frac{R_0 - R}{R}} (R - r) \cdot s_1^3 \cdot 0,92 \frac{E_0 s_1^2}{(R - r)^2}$$

$$\text{откуда } E_0 = \frac{Q_{\max} (R - r) \sqrt{R}}{2,89 \sqrt{R_0 - R} \cdot s_1^3} \quad (31)$$

Для заготовки с D_0 , равным 91 мм, $Q_{\max} = 800$ кг наступает при $s = 1,3$ мм. С другой стороны по графикам фиг. 9 и 10, полученным экспериментально на которых указано давление прижима в зависимости от перемещения края заготовки, можно найти: для толщины 1,2 мм, точка максимума соответствует $R_{Q_{\max}} = 38,5$ мм, и для толщины 1,5 мм. $R_{Q_{\max}} = 40,5$ мм. Необходимая для решения уравнения 29 толщина 1,3 не испытывалась; поэтому найдем R для $s = 1,3$ мм, путем интерполяции.

$$R_{Q_{\max} \ s=1,3} = 39,2.$$

По уравнению 29 определим E_0 .

$$E_0 = \frac{800 \times (39,2 - 25) \times \sqrt{39,2}}{2,89 \times \sqrt{45,5 - 39,2} \times 1,3^3} = 4470 \text{ кг/мм}^2.$$

Чтобы выяснить, как велико колебание величины E_0 , был произведен такой же расчет и для остальных заготовок, и в результате выяснено, что расхождения между обобщенными модулями не превышают 13%. Величина средневзвешенного модуля E_0 оказалась равной 4500 кг/мм².

Недостаток изложенного выше метода определения E_0 заключается в необходимости иметь кривые давления прижима по ходу пуансона. Построение этих кривых экспериментальным путем требует весьма большой работы.

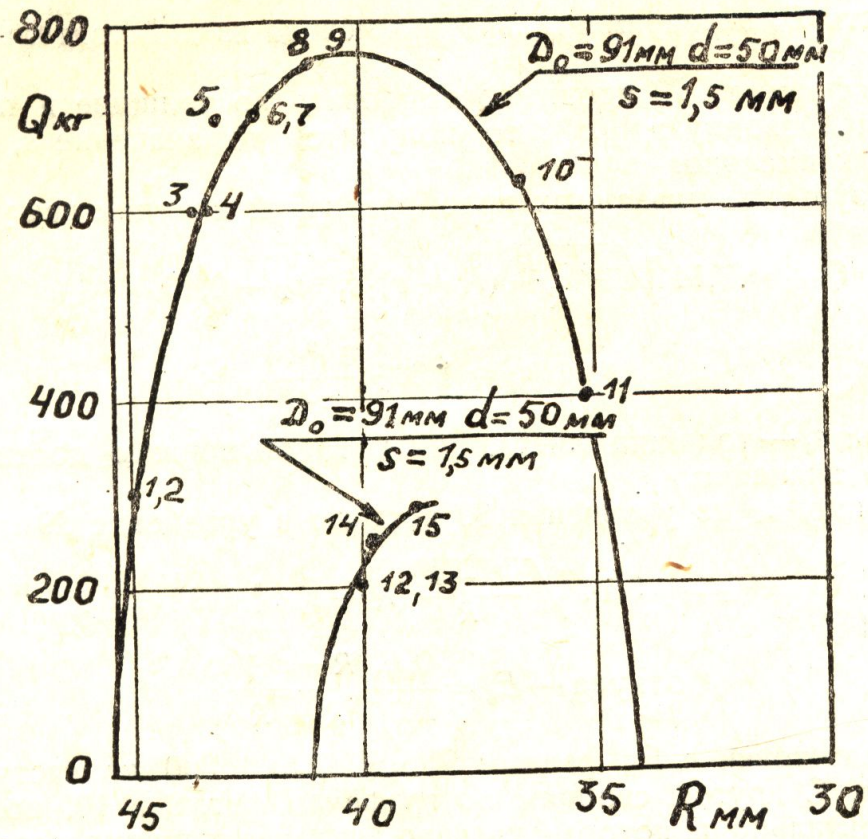
Можно найти E_0 гораздо проще, хотя и не совсем точно. Если сопоставить полученные выше величины $R_{Q_{\max}}$ с R своей заготовки, то мы увидим, что моменты наступления максимума в заготовках всех размеров близки один от другого.

Покажем это на примерах:

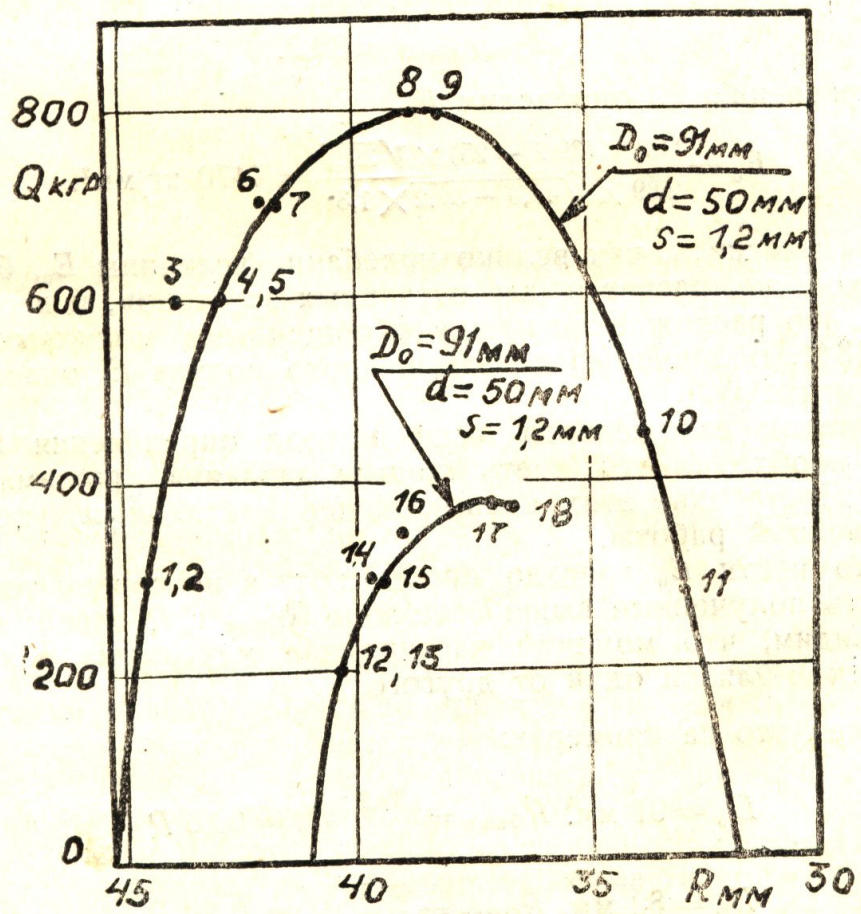
$$D_0 = 91 \text{ мм. } R_{Q_{\max}} = \frac{39,2}{45,5} R_0 = 0,86 R_0.$$

$$D_0 = 82 \text{ мм. } R_{Q_{\max}} = \frac{36,5}{41} R_0 = 0,89 R_0.$$

$$D_0 = 145 \text{ мм. } R_{Q_{\max}} = \frac{61,75}{72,5} R_0 = 0,85 R_0.$$



Фиг. 9



Фиг. 10

$$D_0 = 131 \text{ мм. } R_{Q\max} = \frac{56,5}{65,5} R_0 = 0,86 R_0,$$

$$D_0 = 116 \text{ мм. } R_{Q\max} = \frac{52}{58} R_0 = 0,90 R_0,$$

В среднем

$$R_{Q\max} = \frac{0,36 + 0,89 + 0,85 + 0,86 + 0,90}{5} R_0 = 0,87 R_0.$$

Это значение $R_{Q\max}$ вставим в уравнение 31.

$$E_0 = \frac{Q_{\max} (0,87 R_0 - r) \sqrt{0,87 R_0}}{2,89 \sqrt{R_0 - 0,87 R_0} s_1^3}$$

или

$$E_0 = 0,9 \frac{Q_{\max} (0,87 R_0 - r)}{s_1^3} \quad (32)$$

Определим значение E_0 по формуле 32

$$D_0 = 91 \text{ мм. } E_0 = 0,9 \frac{800 \times (0,87 \times 45,5 - 25)}{1,3^3} = 4780 \text{ кг/мм}^2.$$

$$D_0 = 82 \text{ мм. } E_0 = 0,9 \frac{410 \times (0,87 \times 41 - 25)}{1^3} = 3950 \quad "$$

$$D_0 = 131 \text{ мм. } E_0 = 0,9 \frac{1070 (0,87 \times 65,5 - 40)}{1,5^3} = 4850 \quad "$$

$$D_0 = 145 \text{ мм. } E_0 = 0,9 \frac{2000 (0,87 \times 72,5 - 40)}{1,95^3} = 5600 \quad "$$

$$D_0 = 116 \text{ мм. } E_0 = 0,9 \frac{460 (0,87 \times 58 - 40)}{1,1^3} = 3230 \quad "$$

Среднее значение E_0 :

$$E_0 = \frac{4780 + 3950 + 5600 + 4850 + 3230}{5} = 4500 \text{ кг/мм}^2.$$

Как видим, получились такие же результаты, как и в предыдущем случае, несмотря на то, что значение каждого модуля в отдельности разнится.

Таким образом, для точки, соответствующей наибольшему давлению прижима, при данной серии толщин мы определим $E_0 = 4500 \text{ кг/мм}^2$. Можно ли эту же величину E_0 принять за постоянную, неменяющуюся как по ходу пуансона, так и в зависимости от размеров заготовки?

Необходимо выяснить, от каких факторов и в какой степени зависит изменение величины E_0 . С увеличением пластичности металла E_0 резко падает, но нет никаких оснований предполагать, что у заготовок разных диаметров и толщин в один и тот же момент вытяжки степень пластичности будет резко разниться. В этом легко убедиться, если определить величины σ_T по формуле 18 для различных диаметров заготовок.

Таким образом, остается только зависимость E_0 от величины наклепа металла. По Геренсу для стали при деформации от 0 до 70% модуль упругости меняется от 21000 кг/мм² до 19000 кг/мм².

Если и обобщенный модуль претерпевает такие же изменения, то тогда вполне возможно принять $E_0 = \text{const}$ (ошибка не превышает 10%).

Будем считать E_0 величиной постоянной, равной 4500 кг/мм² и если, пользуясь этим значением E_0 , произведем расчеты силы прижима по формуле 28 и результаты сопоставим с экспериментальными гра-

фиками, то увидим, что для больших толщин наблюдается почти полное совпадение опытных и теоретических результатов, и лишь начиная с толщины $s = 0,5$ мм начинается расхождение.

IV. ВЫВОДЫ

1. Новое, внесенное данной работой в теорию и практику прижима.

Наша работа — выяснив причины образования складок как явление потери устойчивости заготовкой за пределами упругости — дает возможность объяснить ряд вопросов теории и практики прижима, казавшиеся до того неясными.

Выше, говоря о сущности образования складок, мы привели краткий обзор разнообразных точек зрения на этот предмет, перечислив все — или почти все, попытки объяснить сущность образования складок, и отмечали наиболее ценные выводы — выводы, сделанные Крейн и Германом — Заксом. Выводы же прочих авторов, сводившиеся к экспериментальному определению удельного давления прижима, учитывали только штампуемый материал, оставляя вне исследования остальные факторы. Поэтому их работы настолько несерьезны, что на них мы останавливаться не будем.

Крейн весьма близок к правильному объяснению явления складкообразования, когда он говорит о заготовке, как о стержне, нагруженном с торцов сжимающими усилиями. К сожалению, в дальнейших своих рассуждениях он пошел по ложному пути, объясняя выпучивание диска неравномерностью строения материала, отражающейся на тонких заготовках больше, чем на толстых.

Если кристаллы металла действительно так резко неоднородны, как это полагает Крейн, то тогда образование волн не имело бы такой строгой закономерности, какая бывает в действительности. Крейн не учел, что в штампуемой стали зерна обычно имеют диаметр порядка 20—50 микрон, что даже для листа в 0,5 мм составляет 4—10% его толщины. В таком случае отдельные сильно пластичные зерна едва ли могут играть главную роль в механизме образования складок, хотя отрицать их влияния все же нельзя.

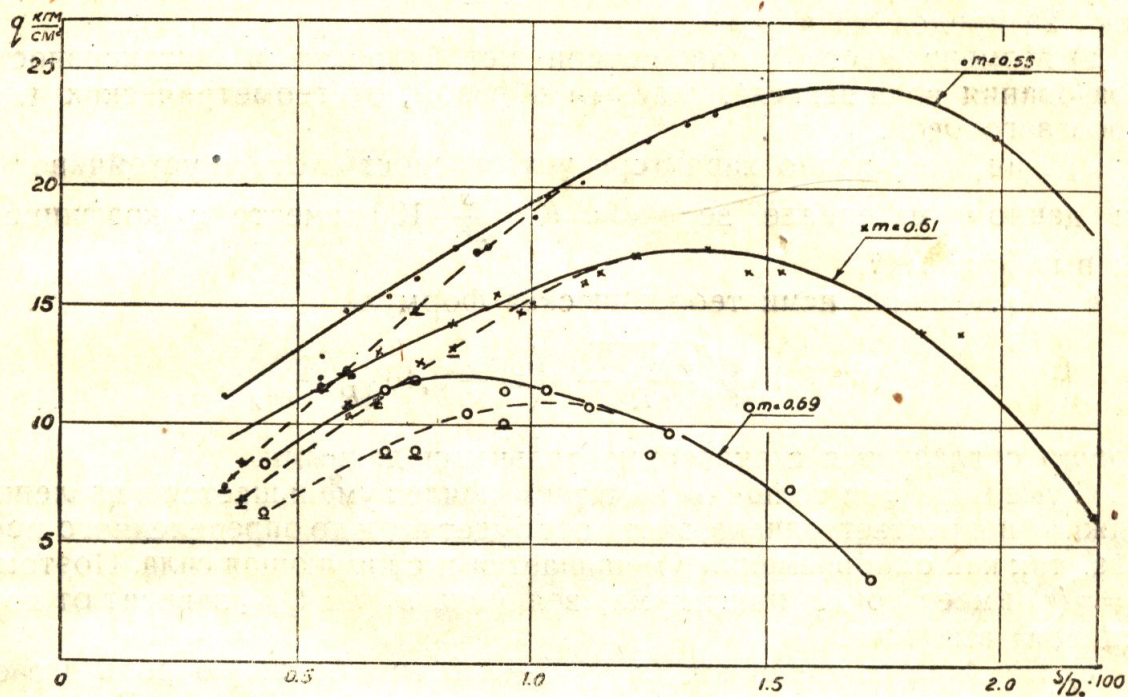
Очень часто отдельные скопления неоднородных зерен резко искажают настоящую картину образования складок, вызывают неравномерное распределение волн по окружности фланца, повышают давление прижима, но все же основой процесса остается именно принцип потери устойчивости фланцем, а не неоднородность его структуры.

Еще ближе подошли к решению задачи Герман и Закс, прямо указавшие на явление потери устойчивости, но не смогшие сделать никаких обобщающих выводов. Единственное, что ими верно указано, это то, что опасность продольного изгиба зависит от отношения $\frac{\sigma_{вр}}{E}$ и что, чем больше это отношение, тем больше должно быть давление прижима.

Это положение хорошо согласуется и с нашими выводами. Чтобы увеличить отношение $\frac{\sigma_{вр}}{E}$ нужно либо увеличить числитель, либо уменьшить знаменатель. Ясно, что у материала с увеличенным $\sigma_{вр}$ увеличивается и σ_T — это следует из самой сущности диаграммы истинных напряжений. И так как в формуле 28 между σ_T и Q существует прямая зависимость, то с увеличением σ_T увеличивается и Q . При уменьшении E , очевидно, уменьшается и E_0 , и по формуле 28 это также ведет к увеличению силы прижима.

Удивительно только то, что Герман и Закс, правильно оценив значение $\frac{\sigma_{вр}}{E}$, в дальнейшем использовали эту зависимость для вывода положения о том, что удельные давления прижима должны меняться пропорционально одной сотой среднего арифметического временного сопротивления и предела текучести данного материала, то есть опять пришли к учету только материала, оставив без внимания геометрические размеры заготовки, между тем как именно размеры штампуемого диска играют решающую роль.

При определенных отношениях $k = \frac{s}{D_0} \cdot 100$ штамповка вообще не требует прижима, и чем меньше коэффициент вытяжки m , тем больше это крайнее значение k (фиг. 11, где $q \frac{кг}{мм^2}$ — удельное давление прижима).



Фиг. 11

Выше указывалось, что при малых толщинах наблюдаются значительные расхождения теоретических и экспериментальных величин давления прижима. По аналогии с выводами, сделанными при исследовании прямоугольных пластинок, можно предположить, что и в этом случае имеет место эксцентricность приложения сжимающей нагрузки. Это дает возможность роста волн, а так как вершины их под давлением прижима быстро сплюсциваются (фиг. 7), то стенка волны становится почти перпендикулярной, вызывая значительное увеличение вертикальных сил, поднимающих прижим. Эти силы могут во много раз превосходить величину сжимающей силы. Явление становится весьма сложным и расчету не поддается.

Остается неясным, почему та же эксцентricность приложения нагрузки мало влияет на более толстый материал. При опытах с толщинами материала $s = 0,5$ мм, употребляя отшлифованные заготовки, мы получили точки, близко совпадающие с теоретической кривой. Это говорит о том, что трение играет существенную роль в распределении нагрузки по поперечному сечению заготовки.

Предположим, что равнодействующая сжимающих тангенциальных усилий строго центрально. При перемещении частиц фланца в касательном направлении, в этом же направлении в местах соприкоснове-

ния заготовки с матрицей (низ) и прижимным диском (верх) возникают и силы трения. Если силы трения сверху заготовки одинаковы, то нагрузка останется центральной, но если эти силы не одинаковы (а это зависит от состояния поверхности матрицы и прижима), то равнодействующая сместится в сторону большей силы трения и нагрузка станет эксцентричной.

Один и тот же по абсолютной величине эксцентриситет, конечно, значительно больше влияет на тонкую заготовку, нежели на толстую.

ИТОГИ

Анализ проделанной работы и сопоставление результатов с выводами предыдущих исследователей позволяют сделать ряд выводов:

1) Процесс складкообразования при глубокой вытяжке листового материала есть ни что иное как потеря устойчивости фланцем заготовки за пределами упругости.

2) Момент наступления потери устойчивости и интенсивность образования волн зависят, главным образом, от геометрических размеров заготовки.

3) Наиболее полно характеризует опасность потери устойчивости при данном материале величина $K = \frac{s}{D_0} \cdot 100$ вместе с коэффициентом вытяжки „*m*“.

4) Полученная нами теоретическая формула

$$Q = 3,14 \sqrt{\frac{R_0 R}{R}} \cdot s \left(\sigma_T - 0,46 \frac{E_0 s^2}{(R-r)^2} \right)$$

хорошо согласуется с экспериментальными данными.

С уменьшением толщины вычитаемый член уменьшается и давление прижима возрастает; однако, этот рост будет идти до определенного предела, так как одновременно уменьшается и сжимающая сила. Поэтому $Q = \varphi(s)$ имеет точку максимума, величина s при Q_{\max} зависит от коэффициента вытяжки.

5) При малых толщинах ($s = 0,5 - 0,8$ мм) большую роль играет степень центральности приложения сжимающей нагрузки. Созданию эксцентричности способствуют также силы трения, возникающие в касательном направлении. Это весьма усложняет картину процесса складкообразования и делает расчеты по вышеприведенной формуле для этих толщин практически ненадежными.

6) Расчет по формуле 28 страдает громоздкостью, требуя наличия диаграммы истинных напряжений и предварительного, ориентировочного, определения E_0 .

7) Все же экспериментальные и теоретические выводы дают возможность правильно судить о зависимостях давления прижима от различных факторов и являются шагом вперед по сравнению с существовавшими до сих пор представлениями как о природе складкообразования, так и о методах подбора оптимального давления прижима.

8) Имея кривые изменения потребного давления прижима по ходу пуансона впервые в истории техники вытяжки, возможно поставить вопрос о подборе складкодержателей, также меняющих давления в зависимости от перемещения края заготовки (с помощью кулачковых или иных механизмов).

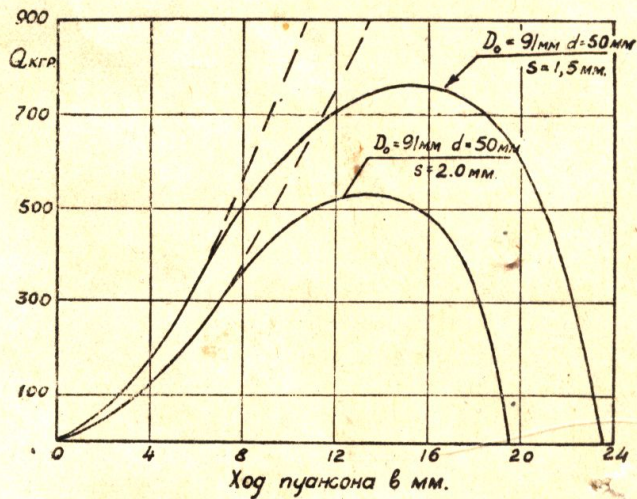
Это даст возможность значительно увеличить податливость материала вытяжке и осуществить сложные виды штамповки.

Кроме того эти кривые позволяют рационально подобрать резиновый прижим для каждого конкретного случая. Для этого необходимо сопоставить кривые изменения давления прижима по ходу пуан-

сона и кривые усилия резины в зависимости от величины ее обжатия. Такое сопоставление произведено на фиг. 12, где пунктиром нанесены кривые давления резины.

Претендовать на исчерпывающее решение вопроса наша работа, конечно, не может.

Теоретически обоснованный подбор оптимального давления прижима слишком сложен и зависит от весьма многих факторов, так что данную работу следует рассматривать, как первую попытку



Фиг. 12

учесть и в большей или меньшей мере обосновать главнейшие из факторов, влияющих на величину давления прижима.

В дальнейшем необходимо углубить данную тему; охватить все штампуемые материалы: проверить принцип потери устойчивости на диапазоне толщин и диаметров более широко, чем это сделано нами; исследовать влияние радиусов закругления матрицы и пуансона, трения и в связи с этим подобрать наилучшую смазку, определить оптимальную скорость штамповки и, наконец, увязать в единое целое теорию прижима и теорию собственно вытяжки, которая также находится в зачаточном состоянии.

