

скорость, должно быть:

$$v = a = v_{кр}.$$

Подставляя вместо  $v$  и  $a$  их общее значение  $v_{кр}$  в уравнение энергии (5.28), находим:

$$\frac{1}{2} \frac{k+1}{k-1} v_{кр}^2 = \frac{V_{\infty}^2}{2} + \frac{a_{\infty}^2}{k-1},$$

откуда

$$v_{кр} = a_{\infty} \sqrt{\frac{k-1}{k+1} \left( M_{\infty}^2 + \frac{2}{k-1} \right)}.$$

При дальнейшем увеличении  $V_{\infty}$ , когда  $1 > M_{\infty} > M_{кр}$ , величины  $v$  будут расти, а величины  $a$  в средней части тела будут уменьшаться. Кривые распределения  $v$  и  $a$  пересекутся. Это означает, что у поверхности тела при обтекании его потоком газа, имеющим на бесконечности дозвуковую скорость, но  $M > M_{кр}$ , образуются области сверхзвукового движения.

Чем больше число  $M_{\infty}$  набегающего потока, тем больше протяженность этой области вдоль контура тела.

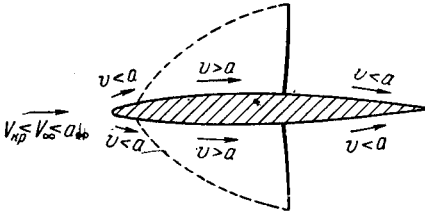


Рис. 5.22. При обтекании тела потоком газа, имеющим на бесконечности дозвуковую скорость, у поверхности тела образуются в случае  $M_{\infty} > M_{кр}$  замкнутые области, где газ движется со сверхзвуковой скоростью.

Если удаляться от той части поверхности тела, где  $v > a$ , в окружающую среду, то скорость течения газа будет уменьшаться и, наконец, станет дозвуковой. Таким образом, при

$1 > M_{\infty} > M_{кр}$  у поверхности тела располагаются замкнутые области сверхзвукового течения газа (рис. 5.22). Одновременное существование в потоке газа при этих значениях  $M_{\infty}$  областей с дозвуковым и со сверхзвуковым течением очень осложняет механический анализ движения (ибо, как известно из предыдущего, законы течения газа различны при дозвуковых и при сверхзвуковых скоростях).

По мере роста  $M_{\infty}$  и приближения его к единице сверхзвуковая область у поверхности тела расширяется, и ее границы приближаются к носу и хвосту.

#### § 14. Возникновение и развитие скачков уплотнения при числах $M_{\infty}$ , больших критического. Способы визуального изучения потока газа

Опыты показывают, что нарастание скорости течения газа при переходе от дозвуковых скоростей к сверхзвуковым происходит плавно, тогда как уменьшение скорости при переходе от сверхзвуковых скоростей к дозвуковым (в случае  $M_{\infty} > M_{кр}$ ) происходит не

плавно, а разрывно, скачкообразно. Причина этого состоит в том, что малые колебания давления, распространяясь в газе со скоростью звука, не могут проникнуть *против потока* из области дозвукового движения в хвостовой части тела в область сверхзвукового движения в средней части. Граница, замыкающая сверхзвуковую область, является в то же время границей распространения возмущений, исходящих из хвостовой части. Поэтому поток в сверхзвуковой области не успевает перестроиться в соответствии с распределением давления в дозвуковой области. Он как бы слепо натывается на дозвуковой поток. Происходит резкое сжатие среды, и в результате этого на границе между сверхзвуковой и следующей за ней дозвуковой областями возникает скачкообразное повышение давления и плотности; оно называется *скачком уплотнения* или *ударной волной*. Расположение скачка уплотнения на данном теле зависит от числа  $M_\infty$ .

Когда число  $M_\infty$  увеличивается, приближаясь к единице, скачки уплотнения перемещаются вместе с границей сверхзвуковой области по направлению к хвосту тела (рис. 5.23).

При числе  $M_\infty$ , несколько большем единицы, появляется еще один скачок уплотнения. Он располагается перед телом, вблизи носка. Его происхождение такое же, как происхождение тех скачков уплотнения, о которых речь шла выше. Набегающий поток является в данном случае сверхзвуковым, тогда как возле носовой точки, которая представляет собой точку торможения потока, находится область малых, во всяком случае, дозвуковых скоростей. На границе между сверхзвуковой областью и находящейся перед носком дозвуковой областью происходит резкое сжатие потока и возникает скачок уплотнения (рис. 5.24).

При дальнейшем увеличении числа  $M_\infty$  размеры дозвуковой области перед носком сокращаются, скачок уплотнения становится наклонным и приближается к телу. Если носок достаточно заострен, то скачок уплотнения вплотную придвигается к носку (рис. 5.25). Такой скачок уплотнения называется *присоединенным скачком*, в отличие от предыдущего, который можно назвать *отсоединенным*.

С возрастанием  $M_\infty$  в сверхзвуковой области угол наклона скачка уплотнения  $\beta$  (т. е. угол между направлением набегающего потока и направлением скачка) уменьшается.

Линии тока могут пересекать поверхность скачка уплотнения под разными углами. Если линии тока перпендикулярны к поверхности скачка уплотнения, то он называется *прямым скачком*. Линии тока могут пересекать скачок уплотнения под острым углом; такой скачок уплотнения называется *косым скачком*. Косые скачки уплотнения могут пересекать сверхзвуковую область, упираясь одним из своих концов в прямой скачок, замыкающий эту область. В этом случае получается так называемый *лямбдаобразный скачок* (от греческой буквы  $\lambda$ , на которую он похож) (рис. 5.26).

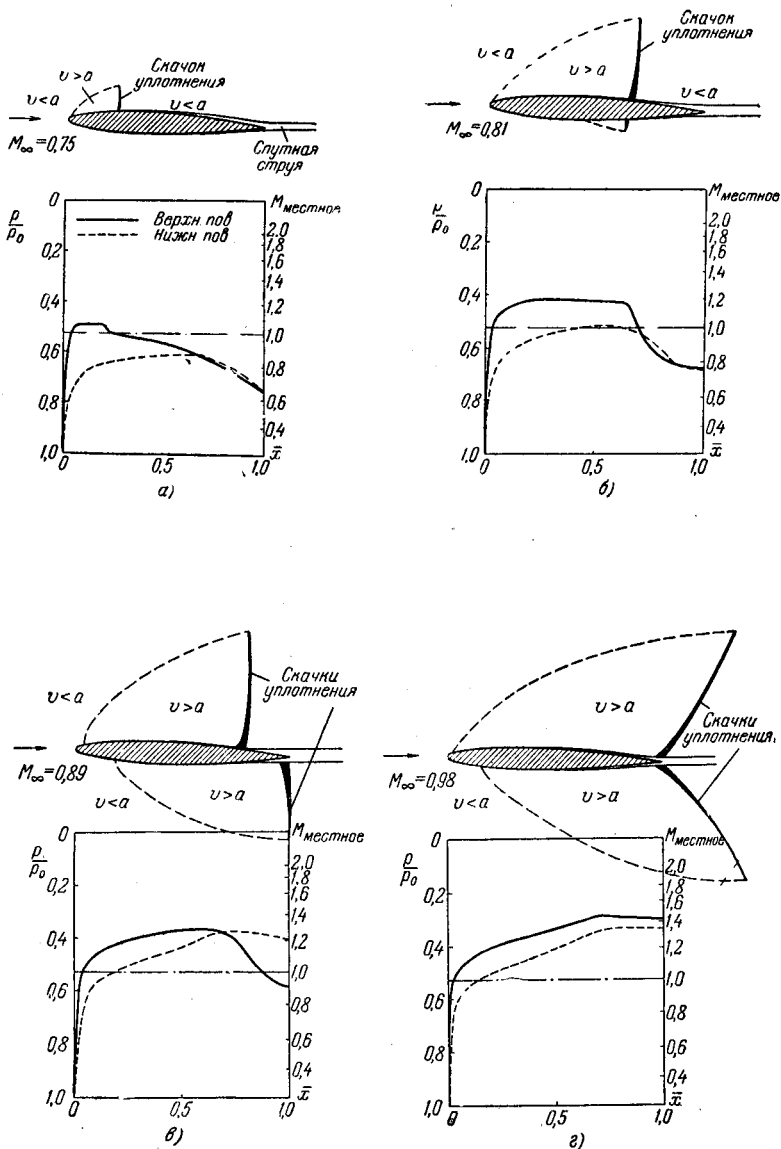


Рис. 5.23. Расположение сверхзвуковых областей и скачков уплотнения при разных значениях  $M_\infty$  ( $M_{кр} < M_\infty < 1$ ).

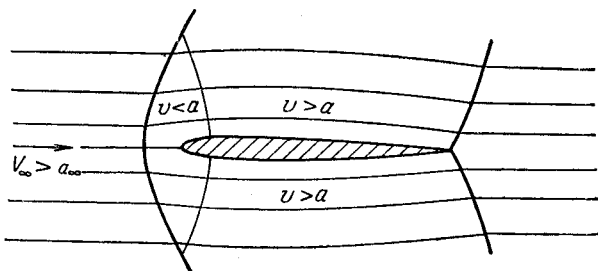


Рис. 5.24. Носовой скачок уплотнения при  $M_\infty$ , несколько большем единицы.

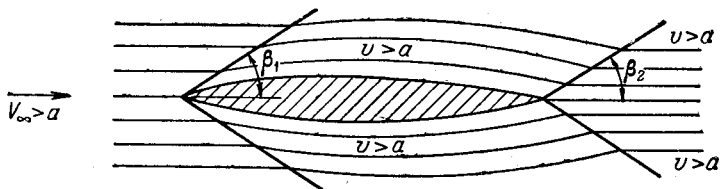


Рис. 5.25. Расположение скачков уплотнения при  $M_\infty > 1$ . Угол наклона скачка  $\beta$  с возрастанием  $M_\infty$  убывает.

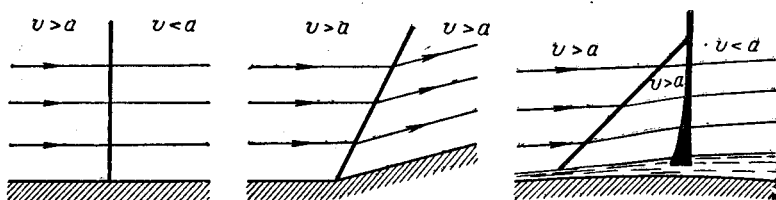


Рис. 5.26. Прямой, косой и лямбдаобразный скачки уплотнения.

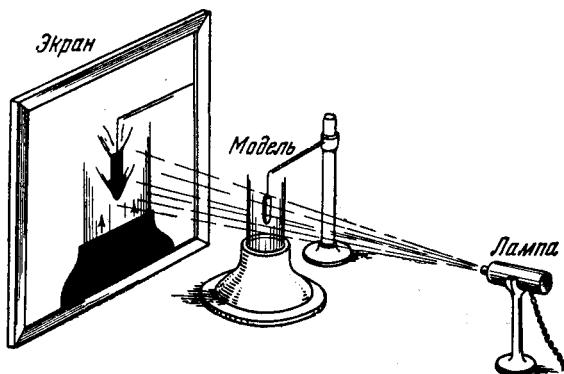


Рис. 5.27. Схема установки для наблюдения скачков уплотнения теньевым методом.

Скачки уплотнения можно непосредственно наблюдать и фотографировать. Наблюдение скачков основано на том, что изменение плотности воздуха, происходящее в скачке, влечет за собой изменение его коэффициента преломления<sup>1)</sup>. Поэтому если осветить, например, модель, находящуюся в потоке аэродинамической трубы, точечным источником света или пучком параллельных световых лучей, то на экране с другой стороны модели получится изображение скачков уплотнения в виде темных полос (рис. 5.27). Этот простейший метод наблюдения скачков называется *теневым методом*. На представленных здесь фотографиях (рис. 5.28) изображены снимки летящего снаряда, полученные теньевым методом при разных значениях числа  $M_\infty$ : от  $M_\infty = 0,840$  до  $M_\infty = 2,479$ .

По этим фотографиям можно проследить изменение формы и расположения скачков уплотнения при изменении числа  $M_\infty$ . Первые заметные скачки появляются в данном случае при  $M_\infty = 0,900$ . При увеличении числа  $M_\infty$  они разрастаются в стороны от снаряда, и количество их увеличивается; за косым скачком уплотнения мы видим прямой, которые в совокупности образуют лямбдаобразный скачок.

При числе  $M_\infty$ , равном в данном случае 1,042, перед снарядом появляется носовой скачок уплотнения.

Из фотографий, далее, видно, что при значении числа  $M_\infty$ , равном 1,099, передний скачок уплотнения приближается вплотную к носовой точке снаряда и, следовательно, становится присоединенным скачком уплотнения.

Дальнейшие фотографии демонстрируют уменьшение угла наклона скачка при возрастании  $M_\infty$ .

При обтекании тел с закругленной носовой частью перед телом всегда имеется дозвуковая область, и поэтому скачок уплотнения располагается всегда перед телом. Это иллюстрируется рис. 5.29, на котором дана фотография (также полученная теньевым методом) скачков уплотнения при обтекании сверхзвуковым потоком ( $M_\infty = 2$ ) шара и удлиненного тела вращения.

Основным недостатком теневого метода является то, что, хотя изменение освещенности экрана зависит от плотности среды, оказывается весьма трудно получить с помощью этого метода количественные данные о распределении плотности. Причина этого состоит в том, что световые лучи от различных точек потока, преломившись, могут попадать на одно и то же место экрана. Поэтому на практике для визуального (или фотографического) определения плотности и давления в потоке газа применяют *интерференционный метод* или чаще всего так называемый *метод полос* или *шпир* (от немецкого Schlieren, что означает оптическая неравномерность).

<sup>1)</sup> Приближенно можно считать, что коэффициент преломления среды  $n$  связан с плотностью  $\rho$  линейной зависимостью:  $n = K\rho + 1$ , где  $K$  — величина, постоянная для данного газа.

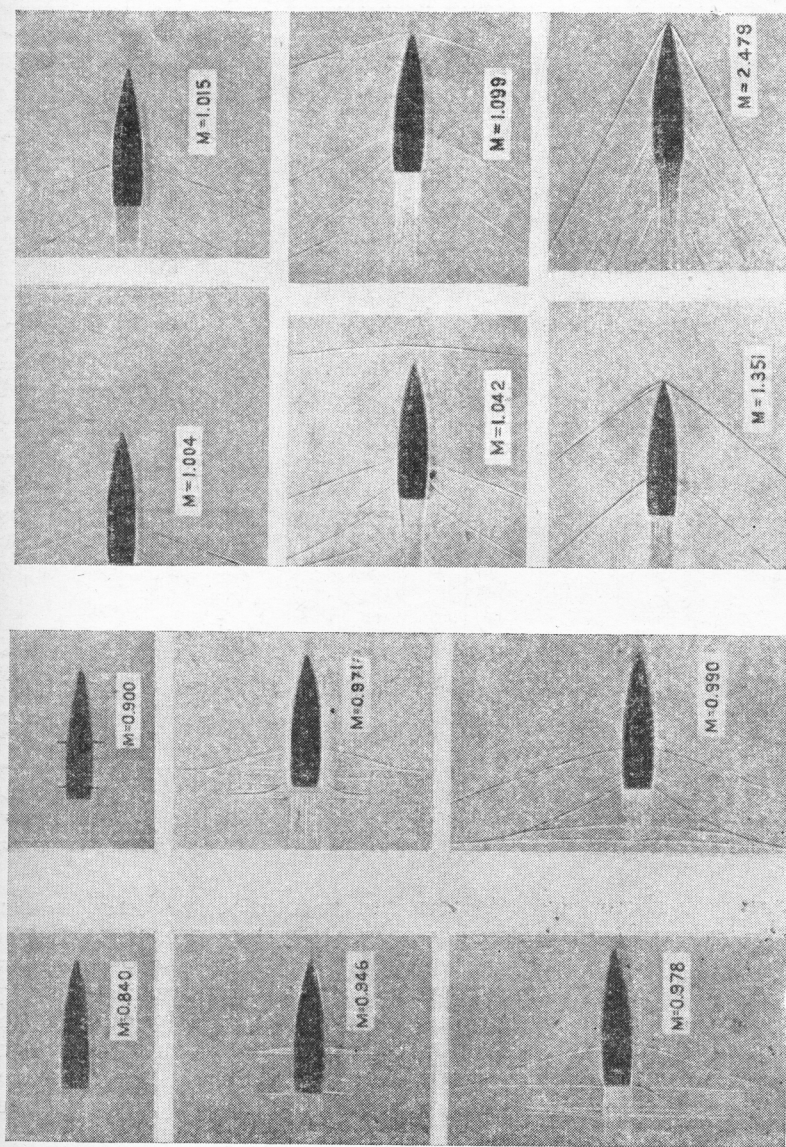


Рис. 5.28. Фотографии полета снаряда, полученные по теневому методу при разных значениях числа  $M_{\infty}$ .

Сущность интерференционного метода состоит в том, что плотность определяют по смещению интерференционных полос, вызванному изменением коэффициента преломления среды (т. е. ее оптической неоднородностью). Из физики известно, что если на экран падают два световых пучка, на которых волны имеют одинаковую

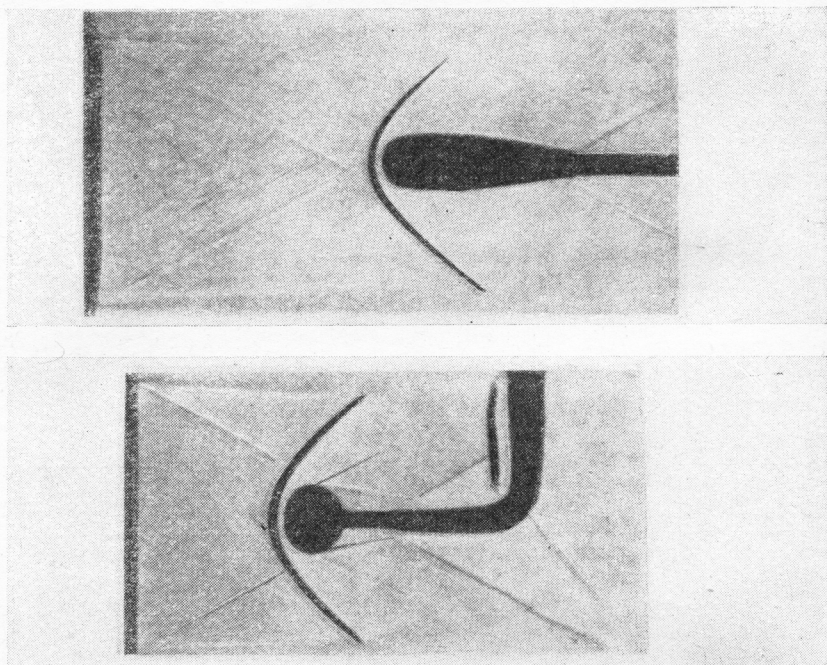


Рис. 5.29. Фотографии обтекания шара и удлиненного тела вращения, полученные теньевым методом при сверхзвуковом потоке ( $M_{\infty}=2$ ). Видны отсоединенные скачки уплотнения.

амплитуду и постоянную разность фаз, то происходит интерференция лучей, и в результате наложения волн в тех местах экрана, где разность хода лучей составляет четное число полуволн, освещенность будет увеличена, а в тех местах, где разность хода равна нечетному числу полуволн, появятся темные полосы, которые будут чередоваться со светлыми. Если среда на пути световых пучков оптически неоднородна, то произойдет смещение интерференционных полос, пропорциональное в случае плоского потока изменению коэффициента преломления.

Схема интерферометра представлена на рис. 5.30. Монохроматический свет из источника  $O$  преобразуется линзой  $L_1$  в параллельный пучок, который, падая на полупрозрачную пластину  $П$ , раз-

ветвляется. Одна часть лучей направляется на зеркало  $Z_1$ , а другая — на зеркало  $Z_2$ . Оба пучка далее следуют на полупрозрачную пластину  $P_2$  и затем — на экран. Если углы наклона пластин и зеркал к лучам равны  $45^\circ$ , то фазы обоих пучков лучей совпадают и интерференционные полосы отсутствуют. Но если отклонить пластину  $P_2$  на малый угол  $\alpha$  от положения  $45^\circ$  к лучам, то изображения источника  $O$  появятся в разных точках  $O_1$  и  $O_2$ ; вследствие разности хода лучей на экране возникнут интерференционные полосы. В случае оптически неоднородной среды произойдет смещение интерференционных полос.

Возникновение интерференционных полос происходит и в том случае, если упомянутые углы наклона равны  $45^\circ$ , но между экраном и  $P_2$  среда оптически неоднородна. В этом случае каждая темная и светлая полоса соединяет точки с одинаковой плотностью. На рис. 5.31 изображены интерференционные фотографии потока, обтекающего профиль крыла при разных числах  $M$ , снятые по этому последнему способу.

Метод полос или шлир состоит в измерении смещения светового луча, проходящего через оптически неоднородную среду. Можно доказать, что в случае плоского потока смещение пропорционально градиенту показателя преломления и, следовательно, пропорционально градиенту плотности. Схема шлирного прибора представлена на рис. 5.32. Источник света  $O$  находится в фокусе линзы  $L_1$ , расположенной по одну сторону потока, текущего, например, в рабочей части аэродинамической трубы; по другую сторону потока расположена линза  $L_2$ , для которой фокальной плоскостью является плоскость  $K$ . За этой плоскостью помещена линза  $L_3$ , используемая для получения изображения на экране  $Q$  точек  $P$ , находящихся в потоке. На схеме изображены сплошными линиями пути лучей в однородной среде, пунктирными — в неоднородной. Для того чтобы зафиксировать изменение направления лучей, применяются разные методы. В *методе Теллера*, который наиболее часто применяется в лабораторной практике, изменение направления лучей преобразуется в изменение освещенности экрана. С целью такого преобразования в фокальной

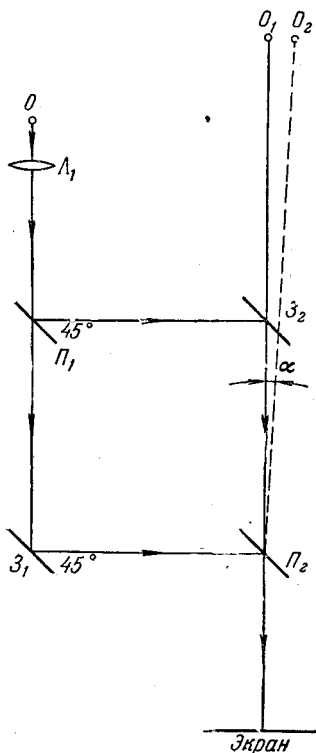


Рис. 5.30. Схема установки для изучения газового потока интерференционным методом.



плоскости линзы  $L_2$  устанавливается пластинка с острой кромкой (оптический нож), который отсекает часть лучей, идущих на экран или фотопластинку. Если из-за оптической неоднородности среды

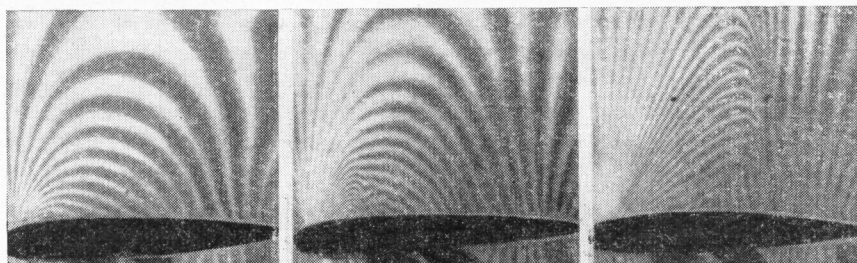


Рис. 5.31. Фотографии потока, обтекающего профиль крыла при разных  $M_{\infty}$ , полученные интерференционным методом. На фото изображены линии равной плотности.

происходит отклонение лучей, то, как видно из рис. 5.32, освещенность в точке  $P'$  увеличится или уменьшится, в зависимости от того, отклонятся лучи по направлению от кромки ножа или к кромке.

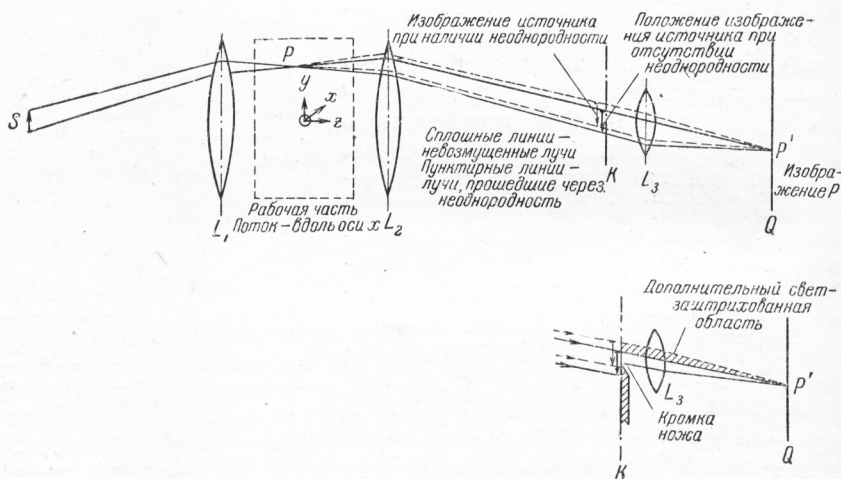


Рис. 5.32. Схема установки для изучения потока газа по методу полос (шпир).

Изменение освещенности будет при этом пропорционально составляющей градиента показателя преломления по направлению, нормальному к лучу.

На рис. 5.33 даны фотографии обтекания ромбовидного профиля сверхзвуковым потоком, направленным вдоль его хорды. Верхняя

фотография получена, когда кромка ножа перпендикулярна к хорде, а нижняя — когда кромка ножа параллельна хорде. Стрелки на схемах, находящихся рядом с фотографиями, показывают положительное

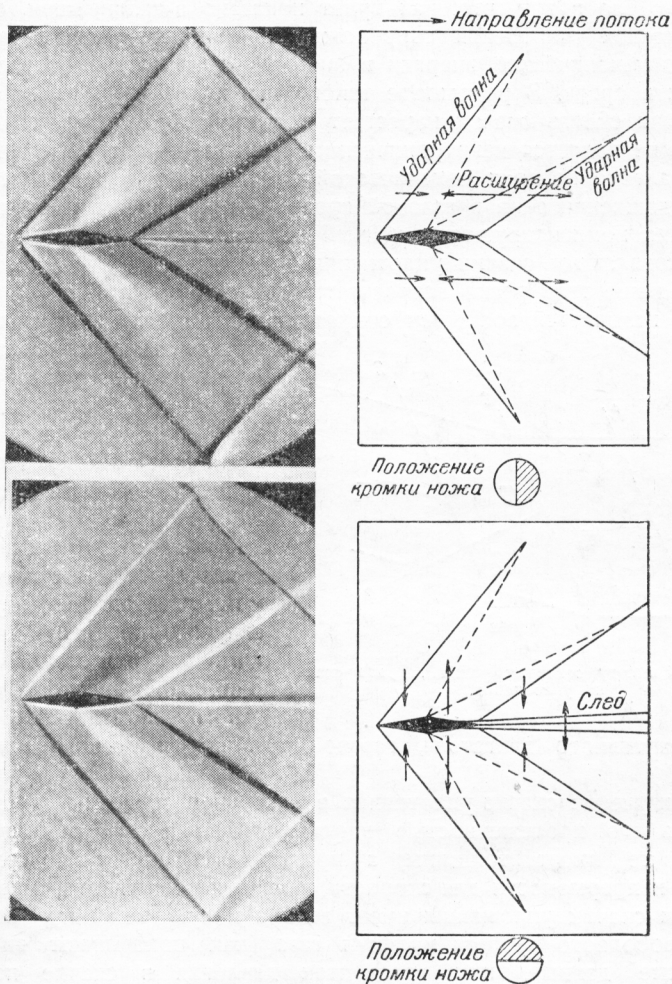


Рис. 5.33. Фотографии потока, обтекающего ромбовидный профиль крыла при  $M_{\infty} = 1,6$ , полученные методом Тейлера.

направление составляющей градиента плотности по нормали к кромке ножа. На первой фотографии области с повышенной плотностью (скачки уплотнения) получились затемненными, области разрежения — освещенными; на второй фотографии — наоборот.