направления *1* и *2*, – почти параллельны и, по определению фокусного расстояния, после объектива они должны собраться в двух точках B и K, лежащих в фокальной плоскости объектива. Но в телескопической системе это одновременно и фокальная плоскость окуляра, поэтому, пройдя через окуляр, лучи должны выйти тоже двумя параллельными пучками с осями $1'$ и $2'$. Угол между входящими лучами *1* и *2* (направлениями на две звезды) обозначим через α, а угол между выходящими лучами – через β. Легко видеть, в чем «фокус» такой телескопической системы. Из прямоугольных треугольников OBK и $O'BK$ видно, что их общий катет равен

$$BK = F_{\text{об}} \operatorname{tg}\alpha = F_{\text{ок}} \operatorname{tg}\beta,$$

откуда

$$\frac{\operatorname{tg}\beta}{\operatorname{tg}\alpha} = \frac{F_{\text{об}}}{F_{\text{ок}}} \approx \frac{\beta}{\alpha} \qquad (1)$$

(последнее приближенное равенство записано для случая малых углов, который обычно и реализуется на практике).

Полученное соотношение открывает, казалось бы, неограниченные возможности для увеличения телескопа: нужно брать как можно более длиннофокусный объектив (вот почему оптические телескопы-рефракторы такие длинные) и как можно более короткофокусный окуляр. Но тут вмешивается еще один характерный размер – длина волны λ. Как же иначе? Ведь свет – это электромагнитные волны в диапазоне 0,4 мкм $\lesssim \lambda \lesssim$ 0,8 мкм. А любая волна, проходя около препятствия, дифрагирует. Более того, любой участок *первичной волны* (например, в плоскости объектива), согласно принципу Гюйгенса – Френеля, можно считать источником *вторичных* волн, которые затем интерферируют друг с другом всюду, где встретятся, например – в фокальной плоскости объектива.

Проведем при помощи этого принципа приближенное рассмотрение дифракции света (от одной звезды) на объективе телескопа. Разобьем объектив условно на две половины (рис.2,*а*) и будем считать, что обе они являются источниками вторичных волн. Если принять расстояние между точками C и C' равным половине диаметра D объектива, то разность хода волн, пришедших от них в точку M, будет приблизительно равна (см. выделенный треугольничек на рисунке 2,*б*)

$$\Delta = \frac{D}{2}\sin\theta .$$

И результат их интерференции будет определяться значением этой разности. Например, в точке B (да и на всей оптической оси OB) имеем $\theta = 0$ и $\Delta = 0$; значит, эти две волны будут усиливать друг друга, так что в фокусе объектива (если туда поставить пластинку, перпендикулярную оптической оси) будет светлое пятно.

Можно уточнить этот результат, считая, что точки C и C' соответствуют центрам тяжести каждой из половин объектива. Нетрудно показать (например, сделав полукруг из картона и уравновесив его на лезвии ножа) или посмотреть в справочнике, что центр масс полукруга находится на высоте $y_C = \frac{4}{3\pi}\frac{D}{2}$ над его диаметром. Значит, разность хода Δ двух сферических волн, исходящих из точек C и C' под углом θ к оптической оси, будет равна

$$\Delta = 2y_C \sin\theta = \frac{8}{3\pi}\frac{D}{2}\sin\theta . \qquad (2)$$

Будем теперь перемещать вверх (или вниз) точку наблюдения в фокальной плоскости. Тогда угол θ будет расти, а вместе с ним будет расти разность хода Δ. Очень важно найти, при каком значении угла $\theta_{1\min}$ эта разность хода станет равной $\Delta_{1\min} = \frac{\lambda}{2}$, так что волны погасят друг друга. Из выражения (2) имеем

$$\sin\theta_{1\min} = \frac{3\pi}{8}\frac{\lambda}{D} = 1{,}18\frac{\lambda}{D} \approx \theta_{1\min} .$$

Конечно, принцип Гюйгенса – Френеля предписывает складывать элементарные возмущения от малых площадок первичной волны (т.е. интегрировать). При этом нам пришлось бы иметь дело с так называемыми функциями Бесселя, которые в случае осевой симметрии являются аналогами «обычных» синусов и косинусов, характерных для одномерных задач (например, струны гитары). И тогда получился бы более точный результат:

$$\sin\theta_{1\min} = 1{,}22\frac{\lambda}{D} . \qquad (3)$$

Видно, что наше грубое рассмотрение всего лишь на четыре процента отличается от более точного – не так уж и плохо. Но почему для нас так важен этот угол? Потому что он дает радиус первого темного кольца $BM = F_{\text{об}} \cdot \theta_{1\min}$, окружающего светлое пятнышко – изображение звезды в фокальной плоскости объектива. Получается, что это вовсе не точка, как утверждает геометрическая оптика. Значит, вторая звезда с угловым расстоянием α от оптической оси тоже даст светлое пятнышко в фокальной плоскости, и теперь все дело в том, насколько далеко оно окажется от изображения первой звезды. Великий Рэлей предложил простой критерий: должно быть

$$\alpha \gtrsim \theta_{1\min} , \qquad (4)$$

иначе изображения двух звезд наложатся друг на друга уже в фокальной плоскости объектива и далее никакими ухищрениями их не разделить.

Но оторвемся от звезд и заглянем *в микроскоп*. Обычное построение изображений предмета в объективе и окуляре (в приближении тонких линз) дано на рисунке 3. Тут существенно,

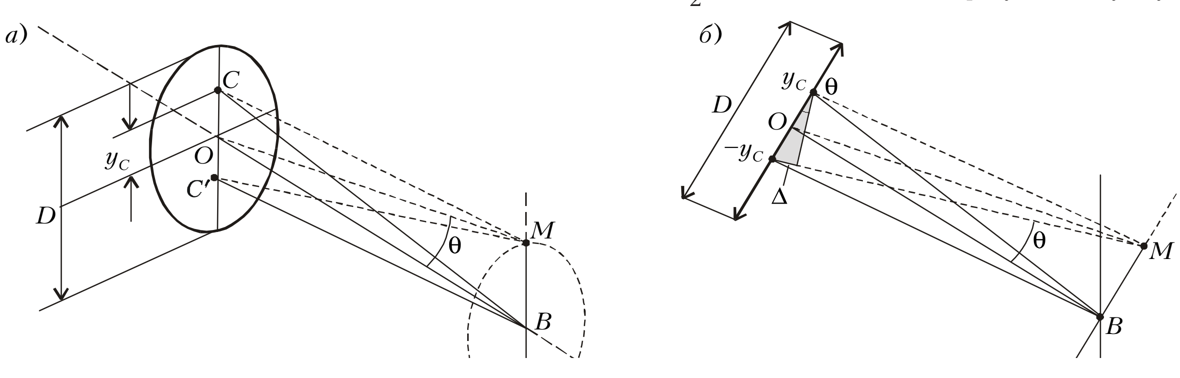

Рис. 2