

# О ПРОНИЦАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СПЕКТРАЛЬНОЙ АППАРАТУРЫ, ПРЕДНАЗНАЧЕННОЙ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКТРОВ ЗВЕЗД НА ФОТОЭМУЛЬСИИ. ОСНОВНОЙ ЗВЕЗДНЫЙ СПЕКТРОГРАФ БОЛЬШОГО ТЕЛЕСКОПА САО АН СССР

*В. С. Рылов*

Рассмотрено изменение отношения сигнала к шуму в системе, состоящей из телескопа и спектрографа. Спектр регистрируется на фотопластинке. На основе полученных расчетных формул вычислены проникающие способности основного звездного спектрографа 6-метрового телескопа (БТА). Дана краткая характеристика спектральной аппаратуры Большого телескопа.

A variation of the signal-to-noise ratio in the system consisting of a telescope and a spectrograph is considered. Spectra are recorded in the photographic emulsion with an image converter or without it. Penetrating powers of the main stellar spectrograph of the 6-meter telescope (BTA) are estimated by the formulas obtained. The spectral devices of the Big Telescope are briefly described.

## ВВЕДЕНИЕ

В современной астрономии приборостроение развивается усиленными темпами. Создаются гигантские оптические и радиотелескопы, интерферометры интенсивностей, автоматические научные станции на космических кораблях и высотных баллонах. В практику обсерваторий широко внедряются достижения радиоэлектроники и радиотехники. Сюда можно отнести прежде всего малозумящие фотоэлектронные умножители и усилители радиоволнового диапазона, электронно-оптические преобразователи, оптические квантовые генераторы, телевизионные трубки с большим временем накопления, автоматическую регистрацию и машинную обработку наблюдательного материала.

Оснащенность современной аппаратурой играет особенно большую роль в работе телескопов-гигантов. Стоимость таких телескопов настолько велика, что затраты на изготовление приемной аппаратуры и других средств повышения эффективности телескопа всегда оправданы, даже если речь идет об изготовлении новых уникальных приборов типа Фурье-спектрометра, либо многоцелевого спектрометра Фабри-Перо, либо светосильных оптических камер, оснащенных высококачественными электронно-оптическими преобразователями.

Большие телескопы предоставляют ученым широкие возможности благодаря тому, что обладают высокой проникающей способностью, необходимой для исследования слабых небесных объектов. Они позволяют исследовать спектры слабых объектов более детально, т. е. с большей дисперсией, чем это возможно на телескопах умеренных размеров. Очевидно преимущество телескопов-гигантов для изучения нестационарных, быстро меняющихся процессов в звездах и галактиках. Приводимые здесь

аргументы необходимы нам для того, чтобы подчеркнуть важность вопросов, связанных с оценкой и обсуждением возможностей спектральной аппаратуры 6-метрового телескопа (БТА), который будет оснащен серией из шести спектрографов различного назначения.

Для прямого фокуса БТА,  $f/4$ , проектируется два спектрографа:

1. Спектрограф для звезд и туманностей, на область спектра 3000—7000 Å; будет иметь две камеры Шмидта  $f/0.8$ . Дисперсия 160—470 Å/мм.

2. Спектрограф с электронно-оптическим преобразователем, на область спектра 3000—12 000 Å; будет оснащен двумя камерами с внешним фокусом и с относительным отверстием не менее  $f/2$ . Дисперсия 140—400 Å/мм.

Для вторичного фокуса,  $f/31$ , неподвижного относительно наблюдателя, проектируется четыре спектрографа:

1. Основной звездный спектрограф, на область спектра 3000—11 000 Å; будет оснащен тремя камерами, 1 : 10.6, 1 : 2, 1 : 1, и двумя дифракционными решетками, 600 штр/мм. Дисперсии 1.5, 14, 27, 55 Å/мм. (Более подробные сведения о спектрографе будут изложены в конце статьи).

2. Эшелельный спектрограф, на область спектра 3300—10 800 Å; будет оснащен светосильной камерой с внешним фокусом (для установки электронно-оптического преобразователя). Дисперсия прибора 27—49 Å/мм в области 3300—6600 Å и 42—66 Å/мм в области 6500—10 800 Å.

3. Дифракционный спектрометр Фабри-Перо, на область спектра 3600—6600 Å; будет иметь сменные дифракционные решетки для монохроматизации света и интерферометр Фабри-Перо. Спектрометр рассчитан на разрешающую способность от 0.01 до 0.1 Å при относительно широкой входной щели монохроматора.

4. Планетный спектрограф, на область спектра 3000—11 000 Å; будет иметь камеру  $f/8$  и три дифракционные решетки на 1200, 600 и 300 штр/мм. Дисперсии: около 10 Å/мм в области 3000—7000 и 9800—11 000 Å, 4—7 Å/мм в области 6400—9800 Å и 52 Å/мм в области 7000—11 000 Å. Последний спектральный интервал предназначен для фотографирования через электронно-оптический преобразователь с полем до 40 мм.

Из числа рассмотренных спектральных приборов в первую очередь будут изготовлены планетный спектрограф и основной звездный спектрограф.

Для сравнительной оценки эффективности перечисленной спектральной аппаратуры ниже дается расчет проникающей способности на основе рассмотрения прохождения полезного сигнала и различного рода шумов через систему регистрации.

## § 1. УМЕНЬШЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛА К ШУМУ В СПЕКТРОГРАФЕ

Носителями информации о спектральном составе излучения небесного объекта являются фотоны, число которых флуктуирует в расчете на определенную площадь светоприемника и в единицу времени.

Если детектор регистрирует все фотоны, то, как известно, относительная точность измерения такого сигнала равна  $\frac{1}{\sqrt{\Phi}}$ , где  $\Phi$  — число зарегистрированных фотонов. Относительная точность измерения определяется как отношение среднеквадратичной флуктуации света к величине сигнала  $\Phi$ , т. е.

$$\frac{\sqrt{\Phi}}{\Phi} = \frac{1}{\sqrt{\Phi}}.$$

Величина, обратная относительной ошибке, называется отношением сигнала к шуму (ОСШ)  $\sqrt{\Phi}$ . Следовательно, квадрат величины ОСШ равен самому сигналу. Следует оговориться, что в тех случаях, когда на полезный сигнал накладывается паразитный фон (свечение неба, темновые токи и т. д.), квадрат ОСШ не будет равен полезному сигналу.

В общем случае каждая реальная система воспроизведения или регистрации входной информации вносит в сигнал разного рода шумы и помехи. Полезный сигнал уменьшается из-за поглощения, рассеяния и диафрагмирования его различными элементами канала регистрации. Если коэффициент ослабления или диафрагмирования сигнала равен  $\tau$ , то ОСШ на выходе будет  $\sqrt{\tau\Phi}$ , где  $\Phi$  — сигнал на входе.

Если на полезный сигнал  $\Phi$  накладывается фон  $\Phi_\phi$ , то ОСШ уменьшается до значения

$$\frac{\Phi}{\sqrt{\Phi + \Phi_\phi}}.$$

Системы воспроизведения имеют различные каскады преобразования сигнала, в которых нередко происходит значительное уменьшение ОСШ из-за несовершенства процесса преобразования. В рассматриваемой системе воспроизведения, состоящей из телескопа, спектрографа, электронно-оптического преобразователя и фотопластинки, имеется три каскада преобразования: фотокатод ЭОП, люминофор ЭОП и фотоэмульсия. Начальные носители информации — фотоны — преобразуются на фотокатод в электроны, последние в слое люминофора — в фотоны, которые в фотоэмульсии преобразуются в зерна серебра.

Если  $\gamma$  — коэффициент преобразования, показывающий среднее число электронов в расчете на один фотон, то на выходе каскада получим ОСШ

$$\frac{\gamma\Phi}{\sqrt{\gamma^2\Phi + \gamma\Phi}} = \frac{\sqrt{\gamma\Phi}}{\sqrt{\gamma + 1}}.$$

В знаменателе первый член суммы характеризует «дробовой» шум, или флуктуации потока фотонов, приведенные к выходу каскада; второй член характеризует флуктуации числа образовавшихся электронов. Обычно  $\gamma \ll 1$  и на преобразовательном каскаде ОСШ заметно падает.

Снижение ОСШ идентично потере части входной информации, носителями которой являются у нас фотоны. Если источник фотонов как объект исследования стабилен во времени, то потерю информации можно восполнить увеличением экспозиции, т. е. увеличением энергии излучения, подаваемой в систему регистрации. Увеличение входной энергии приведет к росту ОСШ на выходе и повысит точность измерения сигнала. В то же время увеличение входной энергии будет сопровождаться потерей чувствительности системы в расчете на единицу полученной информации.

Из приведенных рассуждений видно, как тесно ОСШ связано с чувствительностью и точностью измерения сигнала. В соответствии с этим расчет чувствительности спектральной аппаратуры будем проводить на основе учета изменения ОСШ по всему каналу регистрации.

Итак, количественной характеристикой качества сигнала в некотором единичном элементе изображения у нас служит величина отношения сигнала к шуму, которую будем обозначать через  $\Psi$ . В нашу задачу входит прежде всего рассмотрение  $\Psi$  в каждом звене системы воспроизведения. Для наглядности на рисунке изображен ряд звеньев некоторой системы, расположенных по ходу движения сигнала. После каждого звена даны обозначения (сверху вниз) сигнала, паразитного сигнала, среднеквадратичной флуктуации и отношения сигнала к шуму. В рамках помещены обо-

значения коэффициентов пропускания  $\alpha$  и  $\tau$ , преобразования  $\gamma$  и  $\kappa$  или усиления  $K_3$ . На рисунке электронно-оптический преобразователь расчленен условно на два звена: каскад преобразования света в электронный ток и каскад преобразования энергии электронов в свет на люминофоре.

Пусть объект наблюдения создает на Земле спектральную освещенность  $E(\lambda)$ , представляющую энергетическую освещенность в данной длине волны, приведенную к интервалу 1 мк. Размерность  $E(\lambda)$  следующая:  $\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{мк}}$ . Количество фотонов света звезды, собираемого телескопом с диаметром входного отверстия  $d$  (см) за время  $t$  (сек.) в интервале спектра  $\delta\lambda$ , равно

$$\Phi(\lambda) = \frac{E(\lambda) \pi d^2 \delta\lambda t}{4 \cdot 10^4 h\nu} \text{ [фотонов]}, \quad (1)$$

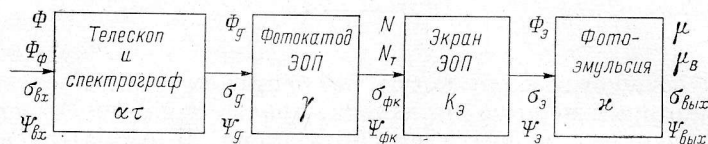


Схема канала регистрации сигнала.

где  $h\nu$  — энергия одного фотона в эрг.,  $\delta\lambda$  — разрешение спектрографа в  $\text{Å}$ ,

$$\delta\lambda = \frac{f''}{f'} Kb. \quad (2)$$

$K$  — дисперсия спектрографа в  $\text{Å/мм}$ ,  $b$  — ширина щели спектрографа в мм,  $f''$  и  $f'$  — фокусные расстояния камеры и коллиматора.

Среднеквадратичная флуктуация числа фотонов равна

$$\sigma_{\text{вх}} = \sqrt{\Phi + \Phi_{\phi}}, \quad (3)$$

где  $\Phi_{\phi}$  — количество фотонов свечения неба, приходящееся на площадь изображения звезды. Отношение сигнала к шуму на входе

$$\Psi_{\text{вх}} = \frac{\Phi}{\sqrt{\Phi + \Phi_{\phi}}}. \quad (4)$$

Пусть  $\tau$  будет пропускание телескопа и спектрографа в рассматриваемом интервале спектра, т. е.  $1 - \tau$  определяет долю света, теряемую из-за рассеяния, поглощения и экранирования пучка. Для удобства рассмотрения введем независимый от  $\tau$  коэффициент  $\alpha$ , обозначающий долю света, проходящую через входную щель спектрографа. Коэффициент  $\alpha$  будем определять как отношение площади, выбираемой щелью из турбулентного диска изображения звезды, ко всей площади этого диска. Очевидно, что такое определение  $\alpha$  будет точным, если яркость одинакова на всей площади диска. Отсюда на выходе спектрографа получим

$$\Phi_d = \alpha\tau\Phi, \quad \sigma_d = \sigma_{\text{вх}} \sqrt{\alpha\tau}, \quad (5)$$

$$\Psi_d = \frac{\Phi \sqrt{\alpha\tau}}{\sqrt{\Phi + \Phi_{\phi}}}. \quad (6)$$

В ЭОП происходит преобразование излучения в ток электронов на фотокатоде, квантовый выход которого равен  $\gamma$  электрон/фотон. Одновременно к полезному сигналу  $N$  электронов добавляются электроны тем-

нового тока ЭОП  $N_T = n_T t S_{\text{фк}}$ , где  $n_T$  — число электронов темнового тока с  $1 \text{ см}^2$  фотокатода за 1 сек.,  $S_{\text{фк}}$  — площадь одного элемента разрешения на фотокатоде.

После сделанных пояснений можно написать выражения для  $N$ ,  $\sigma_{\text{фк}}$  и  $\Psi_{\text{фк}}$

$$N = \alpha\tau\gamma\Phi, \quad N_{\text{ф}} = \alpha\tau\gamma\Phi_{\text{ф}}, \quad (7)$$

$$\sigma_{\text{фк}}^2 = \sigma_{\text{д}}^2\gamma^2 + N + N_{\text{ф}} + N_T = (\Phi + \Phi_{\text{ф}})\alpha\tau\gamma(\gamma + 1) + N_T, \quad (8)$$

$$\Psi_{\text{фк}} = \frac{N}{\sigma_{\text{фк}}} = \frac{\alpha\tau\gamma\Phi}{\sqrt{(\Phi + \Phi_{\text{ф}})(\gamma + 1)\alpha\tau\gamma + N_T}}. \quad (9)$$

На экране ЭОП на каждый электрон образуется  $K_s$  фотонов, поэтому

$$\Phi_s = \alpha\tau\gamma K_s \Phi, \quad \Phi_{\text{сф}} = \alpha\tau\gamma K_s \Phi_{\text{ф}} + N_T K_s, \quad (10)$$

$$\sigma_s^2 = K_s^2 \sigma_{\text{фк}}^2 + \Phi_s + \Phi_{\text{сф}},$$

$$\Psi_s = \frac{\Phi_s}{\sigma_s} = \frac{\alpha\tau\gamma K_s \Phi}{\sqrt{(\Phi + \Phi_{\text{ф}})[K_s(\gamma + 1) + 1]\alpha\tau\gamma K_s + N_T K_s(1 + K_s)}}. \quad (11)$$

Наконец, излучение люминофора регистрируется контактным способом фотоэмульсией с квантовым выходом  $\kappa$  зерен серебра/фотон. Число проявленных зерен от сигнала равно

$$\mu = \alpha\tau\gamma K_s \kappa \Phi,$$

от вуали и фоновой засветки

$$\mu_{\text{в}} + \mu_{\text{ф}} = \mu_{\text{в}} + \alpha\tau\gamma K_s \kappa \Phi_{\text{ф}} + N_T K_s \kappa.$$

Флуктуация числа зерен при данном почернении

$$\sigma_{\text{вмх}}^2 = \sigma_s^2 \kappa^2 + \mu + \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{в}}.$$

Отношение сигнала к шуму

$$\Psi_{\text{вмх}} = \frac{\Phi}{\sqrt{(\Phi + \Phi_{\text{ф}}) \left( \frac{1}{\gamma K_s \kappa} + \frac{1}{\gamma K_s} + \frac{1}{\gamma} + 1 \right) \frac{1}{\alpha\tau} + \left( \frac{1}{K_s \kappa} + \frac{1}{K_s} + 1 \right) \frac{N_T}{(\alpha\tau\gamma)^2} + \frac{\mu_{\text{в}}}{(\alpha\tau\gamma K_s \kappa)^2}}}. \quad (12)$$

Сравнивая (4) и (12), находим

$$\left( \frac{\Psi_{\text{вх}}}{\Psi_{\text{вмх}}} \right)^2 = \frac{1}{\alpha\tau} \left( 1 + \frac{1}{\gamma} + \frac{1}{\gamma K_s} + \frac{1}{\gamma K_s \kappa} \right) + \left( 1 + \frac{1}{K_s} + \frac{1}{K_s \kappa} \right) \frac{N_T}{(\Phi + \Phi_{\text{ф}})(\alpha\tau\gamma)^2} + \frac{\mu_{\text{в}}}{(\Phi + \Phi_{\text{ф}})(\alpha\tau\gamma K_s \kappa)^2}. \quad (13)$$

При фотографировании без ЭОП выражение (13) упрощается

$$\left( \frac{\Psi_{\text{вх}}}{\Psi_{\text{вмх}}} \right)^2 = \frac{1}{\alpha\tau} \left( 1 + \frac{1}{\mu} \right) + \frac{\mu_{\text{в}}}{(\Phi + \Phi_{\text{ф}})(\alpha\tau\kappa)^2}. \quad (14)$$

В любой реальной системе воспроизведения имеет место неравенство

$$\frac{\Psi_{\text{вх}}}{\Psi_{\text{вмх}}} > 1.$$

Выражения (13) и (14) показывают, во сколько раз надо увеличить входной сигнал реальной системы воспроизведения, чтобы на выходе обеспечить такое же отношение сигнала к шуму, какое было бы на выходе идеаль-

ной системы при первоначальном входном сигнале. Эти выражения можно с успехом использовать в практических вопросах оценки величины входного сигнала по заданному выходному.

Запишем (13) и (14) в более удобном виде, для чего преобразуем последний член суммы

$$\frac{\mu_{\text{в}}}{(\Phi + \Phi_{\text{ф}}) (\alpha\tau z)^2} = \frac{\mu_{\text{в}}}{(\mu + \mu_{\text{ф}}) \alpha\tau z} = \frac{A_0}{(A - A_0) \alpha\tau z}.$$

Величина  $A_0$  характеризует почернение на фотопластинке от вуали, а величина  $A$  — почернение от полезного светового сигнала, фона и вуали вместе. Обычно принято пользоваться в таких случаях величиной плотности почернения  $D$ , которую определяют через измерение пропускания  $T$  на микрофотометре

$$D = \lg \frac{1}{T}.$$

При этом  $A = 1 - T$ . Из изложенного следует, что  $A$  характеризует зарегистрированный фотоматериалом сигнал в долях площадки микрофотометрирования, занятой проявленными зернами серебра. Допустим, щель микрофотометра выделяет площадку  $S_0$ , средняя площадь одного зерна серебра  $a$ , а  $\mu$  — число проявленных зерен на этой же площадке, тогда

$$A = \frac{\mu a}{S_0},$$

т. е.  $A$  пропорционально числу проявленных зерен  $\mu$ . При больших значениях  $D$  некоторые проявленные зерна экранируют друг друга от сканирующего пучка света микрофотометра. Здесь учитываются неэкранированные зерна, так как только от них зависят значения  $A$ .

После подстановок получим окончательно

$$\left(\frac{\Psi_{\text{вх}}}{\Psi_{\text{вых}}}\right)^2 = \frac{1}{\alpha\tau} \left(1 + \frac{1}{\gamma} + \frac{1}{\gamma K_0} + \frac{1}{\gamma K_0 z}\right) + \left(1 + \frac{1}{K_0} + \frac{1}{K_0 z}\right) \frac{N_{\text{т}}}{(N + N_{\text{ф}}) \alpha\tau \gamma} + \frac{A_0}{(A - A_0) \alpha\tau \gamma^2 K_0^2 z}, \quad (15)$$

$$\left(\frac{\Psi_{\text{вх}}}{\Psi_{\text{вых}}}\right)^2 = \frac{1}{\alpha\tau} \left(1 + \frac{1}{z}\right) + \frac{A_0}{(A - A_0) \alpha\tau z}, \quad (16)$$

где минимальное значение  $A - A_0 = k \sqrt{2} \sigma_{\text{вых}} = k \sqrt{2} \sigma_A$ .

В (15) и (16) первый член суммы отражает традиционный подход к расчету входного сигнала, в то время как остальные слагаемые учитывают влияния на сигнал темнового шума, вуали и других внешних по отношению к сигналу источников помех. Из (15) и (16) следует, что большая вуаль может заметно снизить эффективность системы, так как требует увеличенного входного сигнала. Фотосъемка, при которой сигнал  $A$  близок к значению вуали  $A_0$ , малоэффективна, ибо приводит к росту последнего слагаемого в (15) и (16). То же можно сказать о влиянии на чувствительность величин  $N_{\text{т}}$ ,  $\gamma$  и  $z$ . Фелгетт [1] на примере высокочувствительной эмульсии фирмы Кодак показал, что наиболее эффективно используются фотоны при  $D=0.25$  над вуалью. При больших плотностях коэффициент использования фотонов падает, однако уменьшаются флуктуации плотности, и, следовательно, растет точность отсчета сигнала. В результате этого информативность эмульсии продолжает возрастать примерно до плотности 0.85 над вуалью и даже больше, хотя квантовый выход фотоэмульсии в этой области заметно падает.

Выражения (15) и (16) частично объясняют известный факт увеличения чувствительности фотоэмульсий путем предварительной засветки. Резуль-

татом такой засветки является уменьшение отношения  $\frac{A_0}{A-A_0}$ , хотя сам полезный сигнал остается малым. Дополнительный эффект засветки состоит в увеличении точности измерения при малом  $\Psi$ . Покажем это на примере. Пусть плотность вуали  $D_0=0.2$ , что соответствует  $A_0=0.368$ . Пусть по не зависящим от нас причинам на фотоэмульсии можно получить очень малое почернение от исследуемого источника света, равное  $D=0.05$  над вуалью ( $A=0.437$ ). В этом случае  $\frac{A_0}{A-A_0}=5.3$  и второе слагаемое в (16), зависящее от вуали, играет главную роль в определении  $\Psi_{\text{вых}}$  или входного сигнала по  $\Psi_{\text{вх}}$ . Чем больше  $\frac{A_0}{A-A_0}$ , тем больший световой сигнал потребуется подать на вход нашей системы регистрации, чтобы получить некоторое почернение  $A$  и, следовательно, тем меньше будет чувствительность фотоматериала.

Если же перед экспонированием дать на фотоэмульсию засветку, в результате которой при проявлении образуется на фотоматериале плотность  $D'=0.2$  над вуалью, а затем уже фотографировать спектр до  $D=0.05$  уже над вуалью и  $D'=0.2$ , то результирующее почернение  $A=0.645$  для  $D''=0.45$  ( $D_0+D'+D$ ). В этом случае

$$\frac{A_0}{A-A_0}=1.3.$$

Разумеется, нельзя допускать больших засветок, так как квантовый выход  $x$  фотоматериала зависит от величины экспозиции и с некоторого ее значения начинает быстро падать.

Решение (15) и (16) зависит от точности наших сведений о  $x$ ,  $K_s$  и  $\gamma$ . Если на конечном приемнике требуется получить определенную точность измерения, которую можно характеризовать отношением сигнала к шуму,  $\Psi_{\text{вых}}$ , то по (15) или (16) нетрудно далее найти  $\Psi_{\text{вх}}$  светового сигнала от объекта наблюдения. Знание  $\Psi_{\text{вх}}$  позволяет рассчитать сам сигнал по (4), который необходимо послать на вход системы (телескоп), чтобы получить на эмульсии желаемое почернение  $A$ .

## § 2. КВАНТОВЫЙ ВЫХОД ФОТОЭМУЛЬСИИ

Квантовый выход фотоэмульсии является функцией интенсивности, продолжительности действия и длины волны света. Он зависит также от структуры эмульсионного слоя, размеров кристалликов бромистого серебра, плотности их упаковки. На квантовый выход влияет режим проявления фотоматериала, его предварительная химическая или физическая обработка.

Величина квантового выхода весьма необходима в расчетах эффективности систем воспроизведения, однако пока нет надежных и полных сведений о ней. В связи с этим приходится искать обходные пути для оценки этой величины по общепринятым и неудобным для такой цели характеристикам фотоматериалов, таким как разрешающая способность, плотность почернения, спектральная чувствительность и другим. Фелгетт [1] дает следующее выражение для расчета квантового выхода:

$$x \approx \frac{\gamma^2 R^2}{D\Phi} 170, \quad (17)$$

где  $\gamma$  — коэффициент контрастности при плотности  $D$ ;  $\Phi$  — экспозиция, выражаемая через число фотонов на  $1 \text{ см}^2$  фотоматериала;  $R$  — разрешающая способность, штр./см. Как считает Фелгетт, формула дает точность порядка 400%. Он пишет, что эмульсии с 30-кратным различием в чув-

ствительности имеют близкие значения  $\kappa$ , с разбросом не более чем в два раза при одинаковых экспозициях. Для тех же целей Фарнелл [1] получил соотношение между разрешающей способностью  $R$  и средней величиной площади зерна фотоэмульсии  $a$  ( $R$  в  $\text{мм}^{-1}$ ,  $a$  в  $\text{мк}^2$ )

$$R \approx \frac{40}{a^{0.65}}. \quad (18)$$

Однако полученные зависимости дают очень завышенные значения  $\kappa$  и  $a$ . К тому же они зависят от весьма расплывчатого понятия разрешающей способности, которая не имеет явной связи с размером зерна [2].

Более обоснованной может быть методика расчета  $\kappa$ , учитывающая экспериментальные данные по фотографическим шумам, которые зависят от размера зерен и их числа. По данным [3], среднеквадратичная флуктуация числа зерен в фотоэмульсии зависит от числа проявленных зерен не так, как это может быть описано распределением Пуассона или Гаусса. Ход зависимости флуктуации от числа зерен следующий:

$$\sigma_A = \frac{\sqrt{(\bar{\mu} - \mu_0)^2}}{\mu_0} = \frac{\sqrt{\bar{\mu}(1 - A)}}{\mu_0}, \quad (19)$$

где  $\mu_0$  — максимальное число неперекрываемых зерен эмульсии, которое уложилось бы на поверхности, равной площади элемента фотометрирования;  $\bar{\mu}$  — среднее число проявленных зерен эмульсии на этой же площадке, образующее почернение  $A$ , т. е.

$$\bar{\mu} = \mu_0 A. \quad (20)$$

Измерения фотографического шума подтверждают эту зависимость, хотя при больших плотностях имеется некоторое непринципиальное отклонение [3].

При измерении  $\sigma_A$  принято давать значения  $\sigma_A^{100}$  для площади фотометрирования  $S = 100 \text{ мк}^2$ . Для других площадей  $S_{\text{эм}}$  флуктуация изменится и будет равна [3]

$$\sigma_A = \frac{10 \sigma_A^{100}}{\sqrt{S_{\text{эм}}}}, \quad (21)$$

где  $S_{\text{эм}}$  выражена в  $\text{мк}^2$ .

Таким образом, по (19) и (20) можно найти  $\mu_0$  и далее размер некоторого среднего по площади зерна

$$a [\text{мк}^2] = \frac{S_{\text{эм}}}{\mu_0}.$$

Определив по (19) значение  $a$ , нетрудно найти число зерен, которое образовалось под действием данного количества света

$$\bar{\mu} = \frac{S_{\text{эм}}}{a} (A - A_0). \quad (22)$$

Из измерений спектральной чувствительности фотоматериала  $S_\lambda$  [ $\text{см}^2/\text{эрг}$ ] для принятой выдержки  $t$  можно найти число фотонов  $\Phi_{\text{эм}}$ , вызвавшее на площадке  $S_{\text{эм}}$  почернение  $(A - A_0)$ ; отсюда

$$\kappa = \frac{\bar{\mu}}{\Phi_{\text{эм}}} = \frac{S_{\text{эм}} (A - A_0)}{a \Phi_{\text{эм}}}. \quad (23)$$

Квантовый выход высокочувствительных эмульсий фирмы «Кодак» по [2] достигает 1% в синей области при коротких выдержках. В настоящее время наиболее высокочувствительными фотоматериалами этой фирмы, выпускаемыми для астрономических исследований, являются



фотопластинки типа 1а-0 и 1а-Е. Их чувствительность изменяется лишь в 1.5 раза в интервале выдержек от 1 сек. до 1 часа [4]. Известные эмульсии типа Кодак 103а, также предназначенные для астрономических исследований, отличаются от 1а-0 и 1а-Е меньшей чувствительностью (примерно в 2—3 раза), большей контрастностью и меньшими шумами. Чувствительность этих эмульсий уменьшается лишь в два раза при переходе от выдержки 1 сек. до 1 часа.

Баум [5] считает, что фотоэмульсии характеризуются квантовой эффективностью, лежащей в пределах 0.1—1% и не выше. По измерениям Баума и др. [5], квантовый выход чувствительных эмульсий, используемых в астрономических работах при длительных выдержках и малых освещенностях, составляет 0.1—0.2% и ниже.

Конечной целью настоящей работы является определение чувствительности спектральной аппаратуры. Для сравнительной оценки эффективности спектрографов выберем только четыре спектральных участка в области 3000—12 000 Å, соответствующих длинам волн: 3930, 5200, 6560 и 9100 Å. Пусть набор выдержек для фотографирования спектров у нас будет такой: 1, 10, 100 сек., 10 мин., 1 час. Для указанных условий найдем по рассмотренной методике, по уравнениям (19) и (23), квантовый выход конкретных фотоэмульсий.

Наиболее важными для нас характеристиками являются: спектральная чувствительность при плотностях около 0.2 над вуалью, взаимозаменяемость и фотографический шум. К сожалению, у нас в Советском Союзе спектральная чувствительность снимается для плотностей  $D=1$  при коротких выдержках 0.05 или 1 сек. Нередко, к тому же, полученные характеристики относятся к таким условиям фотографирования и обработки фотоэмульсий, которые не соответствуют астрономическим требованиям. Данные по чувствительности часто весьма ненадежны, что объясняется прежде всего отсутствием эталонов светового излучения, калиброванных в энергетических единицах.

1. Область спектра 3930 Å. Применяются пластинки Кодак 103а-0, 11а-0, 1а-0 и 0а-0, несенсибилизированные, чувствительные до 5000 Å. Наиболее хорошо известны характеристики эмульсии 103а-0. Ее фотографический шум  $\sigma_A^{100}=0.068$  при  $D=0.5$  [6]. Плотность вуали  $D_0=0.2$ . Отсюда находим средний размер зерна  $a=2.15$  мк<sup>2</sup>. Зависимость относительной чувствительности от выдержки следующая [4]: 1 сек. — 100%, 10 сек. — 110%, 100 сек. — 100%, 10 мин. — 80%, 1 час — 50%. Спектральная чувствительность при  $D=0.2$  над вуалью составляет  $\lg S_\lambda \approx 2.0$  при выдержке 1.3 сек. [4].

2. Область спектра 5200 Å. Эта область характерна тем, что несенсибилизированные эмульсии мало чувствительны в ней. Среди сенсibilизированных, пригодных для этой области, можно назвать пластинки типа Кодак 103а-Д, 1а-Е, 0а-Д. Наибольшей чувствительностью в этой области обладают пластинки 103а-Д. Для них можно определить по [4]  $\lg S_\lambda \approx 1.7$  при  $D=0.2$  над вуалью. Плотность вуали  $D_0=0.2$ . Фотографический шум и зависимость те же, что у 103а-0 и 103а-Е.

3. Область спектра 6560 Å. Применяются панхроматические материалы типа 103а-Е, 103-Н<sub>а</sub>, 1а-Е, ORWO ZP-3. Спектральная чувствительность 103а-Е найдена по [4] и равна  $\lg S_\lambda \approx 1.9$  при  $D=0.2$  над вуалью при выдержке 1.3 сек.

4. Область спектра 9100 Å. Применяются инфракрасные фотоэмульсии типа Кодак 1-М с чувствительностью  $\lg S_\lambda \approx 0.3$  при  $D=0.2$  над вуалью [4]; фотоэмульсии типа НИКФИ И-920, гиперсенсibilизированные, с чувствительностью по  $D=0.2$   $\lg S_\lambda \approx 0.4$ . Вуаль 0.15. Фотографический шум  $\sigma_A^{100}=0.06$  при  $D=0.5$ . Зависимость  $S_\lambda$  от выдержки следующая: 1 сек. —

ТАБЛИЦА 1

$\lambda$ (Å)	Тип эмульсии	$\sigma_A^{100}$ ( $D=0.5$ )	$a$ (мк <sup>2</sup> )	$\lg S_\lambda$ ( $D=0.2$ над вуалью)	$x$ (%) при выдержках				
					1 сек.	10 сек.	100 сек.	10 мин.	1 час
3930	Кодак 103а-0	0.068	2.15	2.0	0.5	0.55	0.5	0.4	0.25
5200	Кодак 103а-Д	0.068	2.15	1.7	0.2	0.22	0.2	0.16	0.1
6560	Кодак 103а-Е	0.068	2.15	1.9	0.25	0.27	0.25	0.20	0.12
9100	НИКФИ И-920	0.060	1.62	0.4	0.009	0.007	0.005	0.003	0.002

100%, 10 сек. — 75%, 100 сек. — 60%, 10 мин. — 30%, 1 час — 20% [7].

В табл. 1 даны вычисленные нами значения квантового выхода для всех рассмотренных материалов. При этом следует иметь в виду, что количество знаков после запятой в значениях  $x$  указано с иллюстративной целью и не соответствует точности величины.

При мало различающихся значениях  $D$  для пересчета  $\sigma_A$  пользовались формулой

$$\sigma_{A'} \approx \sigma_A \sqrt{\frac{A'(1-A')}{A(1-A)}}. \quad (24)$$

### § 3. ПРОНИЦАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ СПЕКТРОГРАФА

Проницающей способностью спектрографа будем считать визуальную величину звезды, которая создает на земле освещенность, достаточную, чтобы при определенной выдержке образовать в фотоэмульсии необходимый сигнал. Под сигналом понимается некоторое минимальное почернение сверх вуали ( $A-A_0$ ), которое образуется в результате действия света непрерывной составляющей спектра. При этом предполагается также, что на непрерывную составляющую накладываются линии эмиссионного спектра, которые требуется зарегистрировать.

Возникает вопрос, какую величину почернения взять в качестве критерия достаточного сигнала. Прежде всего можно остановиться на пороговом сигнале, который равен минимальному превышению почернения над вуалью, достаточному для обнаружения сигнала в фотографических шумах. Величина порогового сигнала равна

$$\Delta A = A - A_0 = \frac{k \cdot 10 \sqrt{2} \sigma_A^{100}}{\sqrt{WR}}, \quad (25)$$

где  $WR = S_{эм}$  из (21), причем  $W$  — ширина спектра на фотопластинке в мк, а  $R$  — разрешающая способность спектрографа на фотопластинке в мк,  $k$  — коэффициент, характеризующий надежность измерения. При  $k=1$  вероятность нахождения искомой величины в заданном уравнении (25) интервале  $\Delta A$  составляет 67%, при  $k=\sqrt{2}$  эта вероятность равна 84%, при  $k=2$  — 95% и при  $k=5$  вероятность практически равна 100% с точностью до 6-го знака.

Таким образом, входной сигнал  $\Delta A$  может быть обнаружен на уровне вуали и даст одну градацию яркости с заданной надежностью или, выражаясь по-другому, единицу информации в двоичной системе. Практически дело обстоит иначе. Наблюдатель стремится получить на пластинке от непрерывной составляющей спектра плотность почернения, соответствующую началу прямолинейной части характеристической кривой сразу за областью недодержек. Эта точка обычно соответствует плотности 0.2 над вуалью. Как уже обсуждалось ранее, повышения чувствительности возможно достичь путем уменьшения входного сигнала, сохраняя фор-

мально разность  $\Delta A$  на уровне плотности 0.2 над вуалью за счет предварительной засветки.

При фотографировании абсорбционных спектров проникающая способность, определенная здесь, будет меньше, так как минимальное почернение сверх вуали под действием света непрерывной составляющей спектра должно быть больше, чем  $D=0.2$  над вуалью.

В последующих расчетах мы будем исходить из общепринятой методики фотографирования спектров, так как для пороговых значений  $\Delta A$  нам не известны значения квантового выхода фотоэмульсий.

Итак, в качестве сигнала принимаем значение плотности 0.2 над вуалью, плотность которой для чувствительных эмульсий составляет около 0.2. В единицах почернений это означает:  $A_0=0.37$ ;  $A=0.60$ . Отношение сигнала к шуму при этом равно

$$\Psi_{\text{вых}} = \frac{(A - A_0) \sqrt{WR}}{10 \cdot \sigma_A^{100}}. \quad (26)$$

Как известно,  $\Psi_{\text{вых}}$  одновременно характеризует точность измерения величины  $\Delta A$ .

Зная  $\Psi_{\text{вых}}$ , найдем по (15) или (16)  $\Psi_{\text{вх}}$ , квадрат которого равен энергии излучения, выражаемой числом фотонов на 1 элемент разрешения, т. е. равен  $\Phi(\lambda)$  из (4), если пренебречь фоном, вызываемым свечением ночного неба. Свечение ночного неба составляет около  $22^m$  с квадратной секунды. Очевидно, что фон неба в щелевом спектрографе будет сказываться для проникающей способности, близкой к  $22^m$ . Как будет видно из дальнейшего, такая проникающая способность у нас не достигается. Чтобы результат оценки был наглядным, значения сигнала на входе системы будем определять в визуальных звездных величинах. В [8, стр. 433] можно найти для рассматриваемых нами спектральных областей монохроматические звездные величины  $\Delta m$  звезд различных спектральных классов. Для примера нами выбраны средние значения  $\Delta m$  для семи звезд классов 0, B, A. По [8] следует, что визуальная величина  $V$  звезды равна

$$V = 5 \lg \frac{5560}{\lambda} - \Delta m \left( \frac{1}{\lambda} \right) - 2.5 \lg E(\lambda) - 11, \quad (27)$$

где  $E(\lambda)$  — удельная освещенность от звезды, выражаемая в эрг/см<sup>2</sup>.сек.·мк и определяемая нами по (1).

#### § 4. ОСНОВНОЙ ЗВЕЗДНЫЙ СПЕКТРОГРАФ БТА

Спектрограф имеет зеркальный коллиматор с фокусным расстоянием 7926 мм, две дифракционные решетки 600 штр./мм и три сменные камеры. Диспергирующая система камеры 1 состоит из дифракционной решетки и призмы скрещенной дисперсии для разведения 3-го и 4-го порядков спектра в области 3650—6563 Å. В табл. 2 даны дополнительные сведения, необходимые для расчета проникающей способности спектрографа.

В табл. 3 даны значения ожидаемого пропускания оптики телескопа и спектрографа (в %).

Для расчета проникающей способности спектрографа требуется найти также коэффициент  $\alpha$ , характеризующий пропускание входной щели спектрографа. Основываясь на опыте работы крупных телескопов, примем за величину наиболее вероятного углового размера турбулентного диска звезды значение  $\delta=2''$ . Разрешающая способность фотоэмульсии принимается равной 0.03 мм. Фокусное расстояние телескопа 186 м. Отсюда нетрудно подсчитать, что для камеры 1  $\alpha=5.6\%$ , для камеры 2  $\alpha=28\%$ , для камеры 3  $\alpha=55\%$ .

ТАБЛИЦА 2

Область фотографируемого спектра (Å)	Порядок спектра	Дисперсия (Å/мм)	Длина спектра на фотопластинке (мм)
Камера 1, $f''=3013$ мм, относительное отверстие 1 : 10.6			
4861—6563	3	1.8	967
3650—4861	4	1.3	918
Камера 2, $f''=600$ мм, относительное отверстие 1 : 2			
3000—3900	2	13.8	65
3900—5600	1	27.2	63
5460—7340	1	27.5	136
7200—11000	1	27.6	138
Камера 3, $f''=300$ мм, относительное отверстие 1 : 1			
3000—3850	2	27.6	31
3800—5000	1	55.0	22
4950—6100	1	54.6	21
6000—7000	1	55.0	18
6500—8800	1	55.3	42
8700—11000	1	55.6	42

В табл. 4—6 даны результаты расчета проникающей способности спектрографа в зависимости от выдержки в четырех участках спектра. Проникающая способность выражена в визуальных звездных величинах. Расчет велся по уравнениям (1), (16), (26) и (27) без учета свечения ночного неба, что допустимо при рассматриваемых дисперсиях.

ТАБЛИЦА 3

№ п/п	Оптические элементы	Камера 1	Камеры 2 и 3
1	Телескоп, с учетом экранирования гиперболическим зеркалом	74	74
2	Диагональное зеркало телескопа	90	90
3	Диагональное зеркало спектрографа . . . . .	90	90
4	Плоскопараллельная пластина фотогида . . . . .	92	92
5	Пластина для расширения спектра и фильтры для устранения побочных порядков . . . . .	—	95
6	Цилиндрическая линза за входной щелью . . . . .	92	92
7	Зеркальный коллиматор . . . . .	90	90
8	Дифракционная решетка . . . . .	60	60
9	Призма скрещенной дисперсии	90	—
10	Коррекционная пластина камеры . . . . .	95	95
11	Зеркало камеры . . . . .	90	90
12	Линза поля . . . . .	92	92
Общий коэффициент пропускания $\tau$ . . . . .		19%	20%

КАМЕРА 1

Ширина спектра на фотопластинке  $W=680$  мк, пропускание оптики и входной щели  $\alpha\tau=1\%$ . Значения  $\alpha$  взяты из табл. 1. Там же даны значения  $\sigma_A^{100}$ , пересчитанные по (24) на почернение  $A=0.6$  (плотность по-

чернения 0.4). Для вуали  $A_0=0.37$  (плотность  $D_0=0.2$ ). В (1) подставлено значение входного отверстия Большого телескопа  $d=600$  см. Остальные данные приводятся в табл. 4.

ТАБЛИЦА 4

$\lambda$ (Å)	$\frac{h\nu}{10^{12}}$ (эрг)	$\Delta m$	$K$ (Å/мм)	Тип эмульсии	$\Psi_{\text{вых}}$	V при выдержках				
						1 сек.	10 сек.	100 сек.	10 мин.	1 час
3930	5.1	-0.3	1.3	Кодак 103а-0	46	-1.7	0.9	3.3	5.0	6.5
5200	3.8	0	1.8	Кодак 103а-Д	46	-2.9	-0.3	2.1	3.8	5.2
6560	3.0	0.3	1.8	Кодак 103а-Е	46	-3.2	-2.0	1.8	3.5	4.9

В камере 1 может быть достигнута более высокая проникающая способность, если принять во внимание, что полученный нами сигнал  $\Delta A$  на площадке  $RW$  характеризуется большим значением  $\Psi_{\text{вых}}$  ( $\Psi_{\text{вых}}=46$ ), что соответствует точности около 2%. Если мы допускаем меньшую точность, то фотопластинка может экспонироваться до меньшего почернения  $A$ . Практически это сводится к сокращению времени экспонирования фотопластинки, для звезды той же величины или при тех же выдержках можно фотографировать более слабые звезды. Если допускается точность 5%, то  $\Psi_{\text{вых}} \approx 20$ . По (26) нетрудно найти, что для  $\Psi_{\text{вых}} \approx 20$  сигнал будет соответствовать значению  $A \approx 0.5$  ( $D=0.1$  над вуалью). Точное значение  $A$  по (26) можно найти, если учесть изменение  $\sigma_A$  при этом. Таким образом, можно повысить проникающую способность на  $1^m$  (см. уравнение (16)). Можно представить и другой способ повышения  $V$ , если пойти на снижение разрешения в той же камере. Пусть для некоторых задач достаточна дисперсия  $7-9$  Å/мм, т. е. в пять раз ниже, чем дает камера 1 при ширине входной щели  $80$  мк. В спектрографе снижения спектрального разрешения в пять раз можно достичь путем расширения в пять раз входной щели. В результате  $R=150$  вместо  $30$  мк, что приведет к росту ОСШ на фотопластинке при том же почернении, так как площадка  $WR$  возрастает в пять раз. Очевидно, что можно пойти на более низкое ОСШ, например, равное  $20$ . Тогда общее почернение с учетом вуали ( $A_0=0.37$ ) будет уже  $A \approx 0.42$ . Чтобы в (16) при значении  $A=0.42$  второе слагаемое не возросло, следует засветить фотопластинку перед экспонированием, к примеру, до  $A=0.55$ . Такой прием позволит повысить проникающую способность примерно на  $1^m.5$ . Учитывая, кроме того, что расширение щели даст 5-кратное увеличение освещенности на пластинке, приведенные в табл. 4 значения  $V$  получим при выдержках, в пять раз меньших. При этом следует оговориться, что освещенность на пластинке будет возрастать пропорционально расширению входной щели (при ширине щели, малой по сравнению с размером изображения звезды). В результате снижения ОСШ и расширения щели проникающая способность заметно повысится.

#### КАМЕРА 2

Ширина спектра на фотопластинке для  $\delta=2''$  составляет  $136$  мк, чего недостаточно. Пусть спектр расширяется до  $W=250$  мк. Значение коэффициента  $\alpha\tau=5.6\%$ . Остальные исходные данные для расчета те же, что в камере 1. Проникающие способности камеры 2 даны в табл. 5.

ТАБЛИЦА 5

$\lambda$ (Å)	$h\nu$ ( $10^{12}$ эрг)	$\Delta m$	$K$ (Å/мм)	Тип эмульсии	$\Psi_{\text{вых}}$	V при выдержках				
						1 сек.	10 сек.	100 сек.	10 мин.	1 час
3930	5.1	-0.3	27	Кодак 103а-0	28	4.5	7.1	9.5	11.2	12.6
5200	3.8	0	27	Кодак 103а-Д	28	3.0	5.6	8.0	9.8	11.2
6560	3.0	0.3	27	Кодак 103а-Е	28	2.6	5.2	7.6	9.4	10.8
9100	2.2	1.1	28	НИКФИ И-920	32	-2.4	-0.2	2.0	3.5	4.9

## КАМЕРА 3

Ширина спектра на фотопластинке для  $\delta=2''$  составляет 68 мк. Спектр расширяется, как и в камере 2, до  $W=250$  мк. Значение коэффициента пропускания равно  $\alpha\tau=11\%$ . В табл. 6 даны расчетные проникающие способности для этой камеры.

ТАБЛИЦА 6

(Å)	$h\nu$ ( $10^{12}$ эрг)	$\Delta m$	$K$ (Å/мм)	Тип эмульсии	$\Psi_{\text{вых}}$	V при выдержках				
						1 сек.	10 сек.	100 сек.	10 мин.	1 час
3930	5.1	-0.3	55	Кодак 103а-0	28	6.1	8.7	11.1	12.8	14.3
5200	3.8	0	55	Кодак 103а-Д	28	4.5	7.2	9.5	11.3	12.8
6560	3.0	0.3	55	Кодак 103а-Е	28	4.1	6.7	9.1	10.8	12.2
9100	2.2	1.1	56	НИКФИ И-920	32	-0.8	1.4	3.6	5.1	6.5

В заключение следует заметить, что предложенные значения проникающей способности спектрографа носят характер оценки возможностей прибора и не претендуют на точность. Основная ошибка может происходить из-за недостаточности наших сведений о квантовом выходе и шумах фотоэмульсий.

## Литература

1. П. Феллгетт, сб. «Настоящее и будущее телескопов умеренного размера», ИЛ, 1960, стр. 57.
2. Ю. В. Гороховский, П. Х. Прусс, Успехи научн. фотографии, 10, 248, 1964.
3. С. Б. Гуревич и др., Ж. научн. и прикл. фотогр. и кинематогр., 7, 306, 1962.
4. Kodak Films and Plates for Science and Industry, 1967 (рекламный справочник).
5. У. А. Баум, сб. Методы астрономии, под ред. Хильтнера, изд. «Мир», 1967.
6. И. И. Брейдо, Астрон. ж., 43, 891, 1966.
7. А. С. Хейнман и др., Ж. прикл. спектроскопии, 11, 558, 1965.
8. Д. Я. Мартынов. Курс практической астрофизики. Изд. «Наука», 1967.

Январь 1969 г.