Объ интенсивности ночного неба.

В. Г. Фесенкова.

Интенсивность ночного неба измѣрялась S. Newcomb'омъ визуальнымъ и Townley'емъ фотографическимъ методами. Newcomb, который считалъ эту величину одной изъ основныхъ постоянныхъ астрофизики, употребилъ для ея опредѣленія нѣсколько различныхъ, какъ качественныхъ, такъ и количественныхъ способовъ. Идея метода, на которомъ главнымъ образомъ базируется его опредѣленіе, заключается въ слѣдующемъ [1]).

Вогнутая линза, покрытая нейтральнымъ свѣтофильтромъ, пропускающимъ 0,16 всего количества свѣта, давала изображеніе звѣзды въ видѣ маленькаго кружка. Рядомъ съ линзой помѣщался другой точно такой же свѣтофильтръ, имѣющій небольшое круглое отверстіе. На темномъ фонѣ перваго свѣтофильтра наблюдатель, смотря черезъ линзу, могъ видѣть ослабленное изображеніе звѣзды въ видѣ кружка и сравнивать его съ фономъ неба, видимымъ непосредственно черезъ отверстіе во второмъ свѣтофильтрѣ. Видимая величина этого отверстія была сдѣлана почти одинаковой съ изображеніемъ звѣзды. Такимъ образомъ оба объекта сравнивались при одинаковыхъ условіяхъ. Нетрудно понять, какъ изъ такихъ наблюденій, зная коэффиціентъ прозрачности свѣтофильтровъ, можно вывести значеніе интенсивности ночного неба. Изложеннымъ способомъ Newcomb наблюдалъ звѣзды α Pegasi, γ Draconis, α Ophiuchi, γ Pegasi, и α Andromedae.

Онъ нашелъ, что вблизи галактическаго полюса площадь неба въ 0,9 кв. градусовъ даетъ количество свѣта, эквивалентное звѣздѣ пятой величины. Яркія звѣздныя скопленія въ Млечномъ Пути дали въ той же шкалѣ отъ 1,9 до 2,4.

Кромѣ того, наблюденія Newcomb'а показали, что интенсивность ночного неба приблизительно одинакова на всемъ небесномъ сводѣ за

---

[1]) Astrophysical Journal. 1901. II, p. 298.

исключеніемъ галактической зоны. Никакихъ земныхъ источниковъ свѣта не было на разстояніи многихъ миль. Луна находилась достаточно низко подъ горизонтомъ.

Окончательное заключеніе Newcomb'a есть то, что одинъ квадратный градусъ ночного неба около галактическаго полюса испускаетъ тоже количество свѣта, какъ и звѣзда 4,9 величины.

Townley [1]) примѣнилъ для опредѣленія этой постоянной фотографическій методъ. Звѣздою сравненія служила Вега, изображеніе которой въ видѣ кружка достаточной величины получалось на фотографической пластинкѣ. Измѣряя интенсивность клише, онъ нашелъ, что площадь неба въ $7^0\ 16',4$ въ діаметрѣ между γ Pegasi и β Ceti оказываетъ одинаковое съ Вегой дѣйствіе на фотографическую пластинку. Отсюда слѣдуетъ, что 1 кв. градусъ ночного неба обладаетъ актинической способностью, эквивалентной звѣздѣ 4,5 величины.

Таковы установленные факты. Теперь надлежитъ изслѣдовать, чѣмъ можетъ быть объяснена такая значительная интенсивность ночного неба.

Высказывалось предположеніе, что разсматриваемое явленіе зависитъ отъ множества спорадическихъ метеоровъ, держащихъ земную атмосферу въ состояніи постояннаго свѣченія. Число падающихъ звѣздъ, видимыхъ простымъ глазомъ, слишкомъ мало, чтобы оказать въ данномъ случаѣ замѣтное вліяніе. Однако, если вообразить, что количество телескопическихъ метеоровъ необычайно велико, такъ что наша атмосфера постоянно пронизывается ихъ свѣтящимися слѣдами, то можно допустить ихъ роль въ этомъ вопросѣ. Видимое количество этихъ метеоритовъ должно зависѣть отъ положенія апекса земного движенія, какъ это имѣетъ мѣсто для всѣхъ падающихъ звѣздъ вообще. Слѣдовательно, интенсивность ночного неба, зависящая отъ этой причины, должна быть минимальной вскорѣ послѣ захода солнца и достигать максимума не задолго до его восхода.

Желая провѣрить это, я предпринялъ фотометрическія наблюденія надъ фономъ ночного неба въ часы симметричные относительно полуночи, именно между 9—10 часами вечера и 2—3 часами утра. Въ обоихъ случаяхъ опредѣлялась яркость участковъ неба, находившихся на томъ же зенитномъ разстояніи. Въ результатѣ ни малѣйшаго увеличенія интенсивности въ утренніе часы замѣчено не было. Это показываетъ, что падающія звѣзды, если и производятъ нѣкоторое свѣченіе атмосферы, то ихъ роль все же совершенно ничтожна, и ею можно пренебречь.

---

[1]) Astronomical Society of the Pacific. Vol. 15 p. 13. «The Total Light of the Stars». by Sidney D. Townley.

Съ другой стороны можно думать, что интенсивность ночного неба зависитъ отъ полярныхъ сіяній. Однако, въ данномъ случаѣ мы имѣемъ вѣрный критерій для сужденія о степени ихъ участія въ общей интенсивности неба. Какъ извѣстно, спектръ сѣверныхъ сіяній состоитъ изъ немногихъ свѣтлыхъ линій. Вслѣдствіе этого спектроскопъ можетъ дать вѣрное указаніе о присутствіи полярныхъ сіяній даже тогда, когда невооруженный глазъ не въ состояніи открыть ни малѣйшихъ признаковъ этого явленія. Линія сѣвернаго сіянія дѣйствительно часто наблюдается на всемъ небѣ и подъ всѣми широтами, но все же далеко не всегда. Отсюда слѣдуетъ, что интенсивность ночного неба можетъ быть только возмущенной присутствіемъ сѣверныхъ сіяній, но не болѣе.

Прямой свѣтъ звѣздъ играетъ безъ сомнѣнія важную роль; Newcomb думалъ, что даже единственную. Всѣ слабыя звѣзды, находящіяся за предѣломъ видимости для простого глаза (ниже 6-ой величины), въ совокупности производятъ впечатлѣніе свѣтящейся поверхности, какъ это болѣе рѣзко выражено въ Млечномъ Пути.

Послѣднія изысканія относительно строенія нашей вселенной позволяютъ учесть интенсивность ночного неба, зависящую отъ совокупнаго свѣта звѣздъ. Я имѣю въ виду подсчеты звѣздъ по фотографическимъ клише, содержащимъ всѣ звѣзды до 17-ой величины включительно, которые были начаты Franclin Adams'омъ на его обсерваторіи въ Mervel Hill, Surrey (England) и закончены Melotte'омъ и Chapman'омъ на обсерваторіи въ Greenwich'ѣ [1]).

Въ этихъ подсчетахъ все небо раздѣляется на восемь зонъ. Первая зона занимаетъ площадь отъ 0^0 до 10^0 галактической широты, вторая отъ 10^0 до 20^0 и т. д. и наконецъ, восьмая отъ 70^0 до 90^0. Для каждой изъ этихъ зонъ были сосчитаны всѣ звѣзды отъ 12,0 до 17,0 зв. величинъ. Звѣздныя величины ихъ были тщательно опредѣлены при помощи Гарвардской North Polar Sequence. Что касается болѣе яркихъ звѣздъ, то онѣ были сосчитаны по слѣдующимъ каталогамъ:
звѣзды отъ 9 до 12,5 величинъ по Greenwich Astrographic Catalogue;
» » 6,5 » 9,0 по Greenwich Catalogue of Photographic Magnitudes of stars brighter than 9,0 ^{m};

звѣзды отъ 5 до 7,5 величинъ по каталогу Schwarzschild'a, и, наконецъ, звѣзды отъ 2 до 4,5 величины по каталогу Harvard College Observatory (Harvard Annals, LXXI, I).

Всѣ эти матеріалы позволяютъ вывести интересныя заключенія о протяженіи нашей звѣздной вселенной въ пространствѣ. Количество

[1]) Memoirs of the Royal Astr. Society, Vol. LX Part IV. The number of the stars of each photographic magnitude down to 17,0 ^{m} in different galactic latitudes. by S. Chapman and P. J. Melotte.

звѣздъ не неограничено. Кривыя, дающія для каждой зоны неба число звѣздъ ярче извѣстной величины, наглядно показываютъ, что приращеніе числа звѣздъ съ каждой новой величиной идетъ все медленнѣе. Посредствомъ экстраполяціи можно приблизительно опредѣлить звѣздную величину, которая соотвѣтствуетъ приращенію количества звѣздъ равному нулю т. е. предѣльную звѣздную величину нашей вселенной. Разумѣется подобное опредѣленіе очень неточно, но для нашей цѣли это не имѣетъ никакого значенія, такъ какъ наиболѣе удаленныя отъ насъ звѣзды крайне слабы. Общая интенсивность всѣхъ звѣздъ можетъ быть получена несравненно точнѣе. Всѣ звѣзды въ совокупности эквивалентны 690 звѣздамъ первой величины, и этотъ результатъ долженъ довольно близко соотвѣтствовать дѣйствительности.

Называя черезъ N_m количество всѣхъ звѣздъ ярче m-ой величины, приходящееся на одинъ кв. градусъ, мы имѣемъ слѣдующее выраженіе, выведенное эмпирическимъ путемъ:

$$\log_{10} N_m = a + b\,(m - 11) - c\,(m - 11)^2,$$

гдѣ a, b и c суть постоянныя, приведенныя въ нижеслѣдующей табличкѣ:

Зона	a	b	c
± I	1,404	0,409	0,0139
± II	1,345	0.407	0,0147
± III	1,300	0,411	0,0193
± IV	1,177	0,403	0,0186
± V	1,029	0,391	0,0168
± VI	1,008	0,399	0,0160
± VII	0,941	0,389	0,0135
± VIII	0,901	0,380	0,0130

Эту формулу я примѣнилъ къ опредѣленію интенсивности фона ночного неба. Въ виду того, что проф. Newcomb производилъ свои наблюденія невооруженнымъ глазомъ, мы должны отбросить всѣ звѣзды ярче 6-ой величины, такъ какъ будучи видимы въ отдѣльности онѣ не могутъ непосредственно увеличить интенсивность неба. Съ другой стороны звѣзды 6—7 величины настолько еще рѣдки, что маловѣроятно ожидать присутствія этихъ звѣздъ на небольшихъ площадяхъ неба, изслѣдованныхъ проф. Newcomb'омъ. Поэтому я принимаю $m = 7$.

$$\frac{dN_m}{N_m} \log e = [b - 2c\,(m - 11)]\,dm$$

откуда

$$\frac{dN_m}{dm} = \frac{1}{\log e}\,[b - 2c(m - 11)]\,10^{a + b(m-11) - c(m-11)^2}.$$

Пусть J яркость звѣзды 1-ой величины J_m, яркость звѣзды m-ой величины, есть:

$$J_m = J \,.\, 10^{-0,4(m-1)}.$$

Яркость звѣздъ, заключающихся между m и $m + dm$ звѣздныхъ величинъ, есть:

$$J \,.\, 10^{-0,4(m-1)} \frac{1}{\log e} [b - 2c(m - 11)]\, 10^{a + b(m-11) - c(m-11)^2} dm.$$

Отсюда для интенсивности ночного неба, происходящей отъ прямого свѣта звѣздъ, имѣемъ слѣдующее выраженіе:

$$I = \frac{J}{\log e} \int_{m_0}^{\infty} [b - 2c(m - 11)]\, 10^{a - 4 + (b - 0,4)m - c(m-11)^2} dm.$$

Положимъ

$$m - 11 = t + \frac{b - 0,4}{2c} \quad \text{и} \quad \alpha = a - 4 + \frac{(b - 0,4)^2}{4c}.$$

Имѣемъ:

$$I = \frac{J}{\log e} \left[0,4 \int_{t_0}^{\infty} 10^{\alpha - ct^2} dt - 2c \int_{t_0}^{\infty} t\, 10^{\alpha - ct^2} dt \right].$$

Первый интегралъ можно преобразовать слѣдующимъ образомъ:

$$\int_{t_0}^{\infty} 10^{\alpha - ct^2}\, dt = \int_0^{\infty} 10^{\alpha - ct^2}\, dt - \int_0^{t_0} 10^{\alpha - ct^2}\, dt;$$

но

$$\int_0^{\infty} 10^{\alpha - ct^2}\, dt = \frac{10^{\alpha} \sqrt{\pi}}{2\sqrt{c}} \sqrt{\log e},$$

и

$$\int_0^{t_0} 10^{\alpha - ct^2} dt = \frac{\sqrt{\log e}}{\sqrt{c}}\, 10^{\alpha} \int_0^{\sqrt{\frac{c}{\log e}}\, t_0} e^{-s^2} ds.$$

Интегрируя, наконецъ, второй интегралъ въ выраженіи I, мы находимъ окончательно:

$$I = J 10^{\alpha} \left[\frac{0,2\sqrt{\pi}}{\sqrt{c}\sqrt{\log e}} - 10^{-ct_0^2} - \frac{0,4}{\sqrt{\log e}\sqrt{c}} \int_0^{\sqrt{\frac{c}{\log e}}\, t_0} e^{-s^2} ds \right],$$

при чемъ послѣдній интегралъ вычисляется при помощи извѣстныхъ таблицъ.

Принимая яркость звѣзды пятой величины за единицу, я вычислилъ это выраженіе для всѣхъ зонъ неба, полагая, какъ сказано выше, $m = 7$.

Результатъ:

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
0,742	0,631	0,521	0,387	0,277	0,274	0,248	0,229.

Какъ и слѣдовало ожидать, интенсивность возрастаетъ съ уменьшеніемъ галактической широты и достигаетъ максимума въ зонѣ Млечнаго Пути. Первое число смысла не имѣетъ, такъ какъ въ Млечномъ Пути распредѣленіе звѣздъ слишкомъ неравномѣрно, чтобы можно было примѣнить нашу формулу, основанную на предположеніи, что количество звѣздъ мѣняется только съ галактической широтой. На основаніи сказаннаго выше, интенсивность ночного неба около галактическаго полюса можно принять эквивалентной звѣздѣ 4,8 величины на одинъ кв. градусъ, что въ нашихъ единицахъ составитъ *1,2*. Мы видимъ, что прямой свѣтъ звѣздъ далеко не въ состояніи объяснить всего явленія.

Кромѣ прямого вліянія на интенсивность ночного неба, звѣзды оказываютъ еще косвенное. Ихъ свѣтъ разсѣивается въ атмосферѣ подобно тому, какъ это имѣетъ мѣсто днемъ для солнечнаго свѣта. Разумѣется количество свѣта разсѣянное отъ каждой звѣзды въ отдѣльности ничтожно, но à priori нельзя думать, что вся совокупность свѣтилъ надъ горизонтомъ не можетъ дать замѣтной интенсивности небеснаго свода.

Въ настоящее время доказано, что солнечный свѣтъ разсѣивается въ атмосферѣ не пылинками, но, главнымъ образомъ, самими молекулами воздуха.

Достаточно напомнить, что изъ фотометрическихъ наблюденій надъ интенсивностью дневного небеснаго свода было получено тоже значеніе для граммъ-молекулы воздуха, какъ и по другимъ методамъ [1]).

Lord Rayleigh получилъ слѣдующую формулу для количества свѣта, разсѣяннаго частицами матеріи малыми по сравненію съ длиной свѣтовой волны, какими, безъ сомнѣнія, являются молекулы.

$$i = A^2 \left(\frac{D' - D}{D}\right)^2 (1 + \cos^2\beta) \frac{\pi V^2}{\lambda^4 r^2},$$

гдѣ A, амплитуда волны свѣта, падающаго на частицу; A^2 можетъ быть замѣнено интенсивностью свѣта J. D, плотность частицы, D' плотность, окружающей среды. Въ данномъ случаѣ $D' = 0$ и $\left(\frac{D' - D}{D}\right)^2 = 1$. β, уголъ

[1]) Jean Perrin. „Les preuves de la réalité moléculaire“ (Les idées modernes sur la constitution de la matière).

между падающимъ и разсѣяннымъ лучами; V, объемъ частицы, λ, длина свѣтовой волны и r, разстояніе разсматриваемой частицы отъ наблюдателя [1]).

Пусть N_0, количество молекулъ въ единицѣ объема воздуха при давленіи въ 760 ^{mm} (p_0) и температурѣ 0^0 C (T_0). Предположимъ, что мы разсматриваемъ нѣкоторую часть неба подъ тѣлеснымъ угломъ ω при зенитномъ разстояніи z. Элементарный объемъ, соотвѣтствующій высотѣ h надъ поверхностью земли, есть $r^2dr.\omega$. Пусть на этой высотѣ давленіе равно p и температура T. Количество молекулъ въ разсматриваемомъ объемѣ будетъ:

$$N_0\omega r^2dr\,\frac{p}{p_0}\,\frac{T_0}{T}.$$

Слѣдовательно:

$$i = J(1+\cos^2\beta)\,N_0\omega\,\frac{\pi V^2}{\lambda^4}\,\frac{p}{p_0}\,\frac{T_0}{T}\,dr.$$

Въ виду того, что мы ищемъ только поправку къ найденной интенсивности неба, зависящей отъ прямого свѣта звѣздъ, примемъ для простоты гипотезу Newton'а о распредѣленіи плотностей въ атмосферѣ т. е. положимъ:

$$\varrho = \varrho_0^{-\frac{h}{h_1}};\quad d\varrho = -\varrho\,\frac{dh}{h_1},$$

гдѣ h_1 есть высота однородной атмосферы (8,28 klm.).

Кромѣ того имѣемъ:

$$r = h\sec z - \frac{h^2}{2a}\sec z\, tg^2 z + \ldots,$$

гдѣ a, радіусъ земного шара.

Замѣняя dh и h въ выраженіи

$$dr = (\sec z - \frac{h}{a}\sec z\tan^2 z + \ldots)\,dh$$

черезъ ϱ и $d\varrho$, и замѣчая, что

$$\frac{\varrho}{\varrho_0} = \frac{p}{p_0}\,\frac{T_0}{T},$$

мы получимъ:

$$i = -J(1+\cos^2\beta)\frac{\pi V^2}{\lambda^4}N_0\omega\left[\frac{\sec z}{\varrho_0}h_1 d\varrho + \frac{\sec z\, tg^2 z\,\log\varrho}{\varrho_0 a\,\log\varrho_0}\,d\varrho + \ldots\right].$$

---

[1]) Philosophical Magazine. Vol. 41. 1871. „On the Light from the Sky, its Polarization and Colour", by H. J. Strutt.

Строго говоря J и β суть нѣкоторыя функціи отъ ϱ, при чемъ β зависитъ отъ искривленія лучей, а J отъ поглощенія свѣта въ атмосферѣ. Однако при интеграціи этаго выраженія мы можемъ безъ замѣтной погрѣшности разсматривать β какъ постоянную величину. Вмѣсто того, чтобы искать J въ функціи ϱ, что сильно усложнило бы формулы, я буду вести дальнѣйшее вычисленіе, полагая J постояннымъ для всѣхъ слоевъ воздуха, но въ одномъ случаѣ принимая для J значеніе его на верхней границѣ атмосферы, а въ другомъ значеніе его у поверхности земли въ зависимости отъ зенитнаго разстоянія звѣзды и зенитальнаго поглощенія. Такимъ образомъ, не рѣшая точно проблему, я ограничиваюсь вычисленіемъ верхняго и нижняго предѣла для интенсивности разсѣяннаго звѣзднаго свѣта.

Интегрируя найденное выше выраженіе въ предѣлахъ отъ ϱ_0 до 0, имѣемъ:

$$i=J(1+\cos^2\beta)\,N_0\omega\pi\,\frac{V^2}{\lambda^4}\left[h_1\sec z_0+\frac{\sec z_0\,\mathrm{tg}^2 z_0}{a}\left(1-\frac{M}{\log_{10}\varrho_0}\right)\right],$$

гдѣ M есть модуль логариѳмовъ $\log e$. Второй членъ, стоящій въ скобкахъ, настолько малъ, что имъ можно пренебречь.

Это выраженіе даетъ количество разсѣяннаго свѣта отъ звѣзды, интенсивность которой J, посылаемаго наблюдателю площадью неба ω. Какъ видно, оно зависитъ отъ зенитнаго разстоянія z_0 разсматриваемой части неба и отъ углового разстоянія ея отъ источника свѣта.

Пусть координаты площади ω суть z_0 и A_0, координаты звѣзды z и A. Тогда

$$\cos\beta=\cos z\cos z_0+\sin z\sin z_0\cos(A-A_0).$$

Предположимъ, что звѣзды распредѣлены на небѣ равномѣрно и имѣютъ одну и ту же интенсивность. Пусть количество всѣхъ звѣздъ нѣкоторой средней величины на единицѣ поверхности небеснаго свода есть n. На элементѣ поверхности $\sin z\,dz\,dA$ ихъ будетъ

$$n\sin z\,dz\,dA.$$

Интегрируя выраженіе для i, гдѣ вмѣсто β подставляется его значеніе, мы получимъ, считая атмосферу совершенно прозрачной:

$$i=nJ_0.\frac{8\pi^2}{3}N_0\omega h_1\sec z_0\frac{V^2}{\lambda^4}$$

Эта формула даетъ верхній предѣлъ для искомой величины. Примемъ теперь во вниманіе поглощеніе свѣта въ земной атмосферѣ. Теорія Bouguer'a даетъ:

$$\log\frac{i^0}{i}=\log p\,(\sec z-1-\frac{h_1}{2a}\operatorname{tg}^2 z\sec z+\ldots)=\log p\,\Phi(z),$$

гдѣ i^0, интенсивность свѣтила приведенная къ зениту, i, наблюдаемая при зенитномъ разстояніи z и гдѣ p, коэффиціентъ прозрачности атмосферы $=0{,}83$. Имѣемъ:

$$i=i_0\quad e^{\frac{\log p}{M}\Phi(z)}\,,\quad (M,\ \text{модуль логариѳмовъ})$$

Проинтегрируемъ выраженіе

$$e^{\frac{\log p}{M}\Phi(z)}\sin z\,[1+(\cos z\cos z_0+\sin z\sin z\cos(A-A))^2]\,dz\,dA\,.$$

Интеграція по A въ предѣлахъ отъ 0 до 2π даетъ:

$$2\pi e^{\frac{\log p}{M}\Phi(z)}\sin z\,[1+\cos^2 z\cos^2 z_0+\frac{1}{2}\sin^2 z\sin^2 z_0]\,dz\,.$$

Положимъ $-\dfrac{\log p}{M}=\alpha$ и вмѣсто $\Phi(z)$ возьмемъ просто $\sec z-1$.

Точная интеграція послѣдняго выраженія произведена быть не можетъ. Дѣйствительно, уже наиболѣе простой членъ $\int e^{-\alpha\sec z}\sin z\,dz$ представляется въ видѣ

$$\int e^{-\alpha\sec z}\sin z\,dz=\int e^{-\alpha x}\frac{dx}{x^2}=\frac{e^{-\alpha x}}{x}-\alpha\int e^{-\alpha x}\frac{dx}{x}\,,$$

при чемъ послѣдній интегралъ подстановкой $-\alpha x=\log y$ преобразовывается къ виду $\displaystyle\int\frac{dy}{\log y}$.

Разложимъ поэтому $e^{-\alpha\sec z}$ въ рядъ. Написавъ этотъ рядъ въ видѣ

$$e^{-x}=1-x+\frac{x^2}{2!}\left(1-\frac{x}{3}\right)+\frac{x^4}{4!}\left(1-\frac{x}{5}\right)+\ldots$$

и примѣняя признакъ Delambre'a

$$\lim\frac{x^{n+2}\left(1-\dfrac{x}{n+3}\right)n!}{x^n\left(1-\dfrac{x}{n+1}\right)(n+2)!}=\lim\left(\frac{x}{n}\right)^2=0<1,$$

мы видимъ, что рядъ сходится для всѣхъ конечныхъ значеній x.

Возьмемъ $p=0{,}83$ т. е. $\alpha=0{,}186$ и проинтегрируемъ по z найденное выше выраженіе, гдѣ

$$e^{\frac{\log p}{M}\Phi(z)}=e^{\alpha}\left[1-\alpha\sec z+\frac{\alpha^2\sec^2 z}{2!}-\frac{\alpha^3\sec^3 z}{3!}+\frac{\alpha^4\sec^4 z}{4!}-\frac{\alpha^5\sec^5 z}{5!}+\ldots\right]$$

Интеграція между предѣлами 0 и $\frac{\pi}{2}-\varepsilon$ даетъ слѣдующія выраженія, соотвѣтствующія каждому члену разложенія $e^{-\alpha\sec z}$:

$$\mathrm{I}=2\pi\left[1-\sin\varepsilon+\cos^2 z_0\left(\frac{1}{3}-\frac{\sin^3\varepsilon}{3}\right)+\frac{1}{2}\sin^2 z_0\left(\frac{2}{3}-\sin\varepsilon+\frac{\sin^3\varepsilon}{3}\right)\right]$$

$$\mathrm{II}=2\pi\alpha\left[\frac{\log\sin\varepsilon}{M}-\frac{1}{2}\cos^2 z_0+\frac{\sin^2 z_0}{2}\left(\frac{\log\sin\varepsilon}{M}+\frac{1}{2}\right)\right]$$

$$\mathrm{III}=2\pi\frac{\alpha^2}{2!}\left[\frac{1}{\sin\varepsilon}-1+\cos^2 z_0+\frac{\sin^2 z_0}{2}\left(\frac{1}{\sin\varepsilon}-2\right)\right]$$

$$\mathrm{IV}=-2\pi\frac{\alpha^3}{3!}\left[\frac{\operatorname{ctg}^2\varepsilon}{2}-\cos^2 z_0\frac{\log\sin\varepsilon}{M}+\sin^2 z_0\left(\frac{\operatorname{ctg}^2\varepsilon}{2}+\frac{\log\sin\varepsilon}{M}\right)\right]$$

$$\mathrm{V}=2\pi\frac{\alpha^4}{4!}\left[\frac{1}{3\sin^3\varepsilon}-\frac{1}{3}+\cos^2 z_0\left(\frac{1}{\sin\varepsilon}-1\right)+\frac{\sin^2 z_0}{2}\left(\frac{1}{3\sin^3\varepsilon}-\frac{1}{\sin\varepsilon}+\frac{2}{3}\right)\right]$$

$$\mathrm{VI}=-2\pi\frac{\alpha^5}{5!}\left[\frac{1}{4\sin^4\varepsilon}-\frac{1}{4}+\cos^2 z_0\frac{\operatorname{ctg}^2\varepsilon}{2}+\frac{\sin^2 z_0}{2}\left(\frac{1}{4\sin^4\varepsilon}-\frac{1}{4}-\frac{\operatorname{ctg}^2\varepsilon}{2}\right)\right].$$

Слѣдовательно для всѣхъ звѣздъ между зенитомъ и $\frac{\pi}{2}-\varepsilon$ зенитнаго разстоянія имѣемъ:

$$i=nJN_0\omega h_1\sec z_0\frac{\pi V^2}{\lambda^4}(\mathrm{I}+\mathrm{II}+\ldots+\mathrm{VI})\,e^{\alpha}.$$

Мы можемъ пренебречь вліяніемъ звѣздъ, высота которыхъ менѣе 5^0.

Полагая поэтому $\varepsilon=5$, мы имѣемъ для частнаго случая $z_0=0$ слѣдующее выраженіе:

$$i=nJN_0\omega h_1\sec z_0\frac{\pi V^2}{\lambda^4}e^{\alpha}.2\pi[1{,}246-0{,}361+0{,}185-0{,}067+0{,}026-0{,}008]$$

или же

$$i=nJ.1{,}2295.2\pi^2 N_0\omega h_1\frac{V^2}{\lambda^4}.\qquad (z_0=0).$$

Въ этой формулѣ принято во вниманіе приведеніе къ зениту, но не зенитальное поглощеніе свѣта; чтобы учесть послѣднее надо только выраженіе для i умножить на p. Полученное значеніе даетъ нижній предѣлъ для искомой величины.

Если положить $J = 1$, то за n надо взять количество звѣздъ пятой величины эквивалентныхъ всѣмъ звѣздамъ неба, находящимся на высотѣ болѣе 5^0 надъ горизонтомъ. Пользуясь изложенными ранѣе результатами Chapman'a и Melotte'a, мы легко находимъ, что $n = 12095$, что соотвѣтствуетъ 0,66 звѣздъ пятой величины на одинъ кв. градусъ. Это число больше средняго изъ чиселъ, выражающихъ прямую яркость неба, которую мы нашли раньше. Само собой разумѣется, что эта разница происходитъ отъ того, что при прежнихъ вычисленіяхъ мы принимали во вниманіе только звѣзды слабѣе седьмой величины, тогда какъ въ данномъ случаѣ должны быть взяты всѣ вообще звѣзды на небѣ.

Діаметръ молекулы воздуха $= 2.86 . 10^{-8}$ cm. [1]). Количество молекулъ въ одномъ куб. сант. при 760 ^{mm} давленія и 0^0 C равно $2,77 . 10^{19}$ по Rutherford'у и $2,80^{19}$ по Planck'у. Я принялъ значеніе $2,70 . 10^{19}$, данное въ послѣднее время Millican'омъ и J. Perrin'омъ [2]). Далѣе $h_1 = 8,28$ klm. или $8,28 . 10^5$ cm.; λ, длина волны, соотвѣтствующая максимуму интенсивности въ спектрѣ, промежуточномъ между солнечнымъ спектромъ и спектромъ разсѣяннаго свѣта, равна $5,6 . 10^{-5}$ cm. (какъ будетъ показано позже); ω равно одному квадратному градусу.

Съ этими данными я получилъ

для нижнаго предѣла интенсивности разсѣяннаго свѣта. . . . 0,0271
и для верхняго предѣла 0,0355

при чемъ при выводѣ послѣдняго количества, я равнымъ образомъ отбрасывалъ звѣзды, зенитное разстояніе которыхъ больше 85^0.

Мы видимъ, что прямой свѣтъ звѣздъ въ совокупности со звѣзднымъ свѣтомъ, разсѣяннымъ въ атмосферѣ, составляютъ въ частяхъ неба, удаленныхъ отъ Млечнаго Пути не болѣе 0,3, что гораздо менѣе значенія найденнаго Newcomb'омъ.

Формула, выведенная Rayleigh'емъ, можетъ быть примѣнена только для угловъ β не очень малыхъ; при малыхъ же β она совершенно не соотвѣтствуетъ дѣйствительности. Насколько мнѣ извѣстно, не существуетъ выраженія, дающаго количество разсѣяннаго свѣта при очень малыхъ угловыхъ разстояніяхъ между источникомъ свѣта и наблюдаемымъ участкомъ неба. Яркость фона неба въ этомъ случаѣ нетрудно учесть

---

[1]) Philosophical Magazine. 1910. 19 p. 25. Sutherland «Molecular Diameters».
[2]) J. Perrin. Die Atome. p. 164.

экспериментальнымъ путемъ. Стоитъ только измѣрить измѣненіе интенсивности фона неба въ функціи разстоянія отъ края солнца или луны и затѣмъ вычислить кривую интенсивности, соотвѣтствующую свѣтящейся точкѣ, какъ это пришлось мнѣ сдѣлать при опредѣленіи альбедо земного шара. Но эта кривая интенсивности падаетъ такъ быстро по мѣрѣ удаленія отъ источника свѣта, начинаетъ такъ хорошо согласоваться уже на небольшомъ разстояніи отъ источника свѣта съ формулой Rayleigh'я, что въ данномъ случаѣ нѣтъ надобности заниматься ея разсмотрѣніемъ.

Итакъ, всѣ возможныя причины интенсивности ночного неба оказались далеко недостаточными для объясненія всего явленія. Остается еще одна, по-моему мнѣнію, единственная причина, именно зодіакальный свѣтъ. Въ своихъ частяхъ наиболѣе близкихъ къ Солнцу онъ далеко превосходитъ по яркости наиболѣе плотныя скопленія Млечнаго Пути. По мѣрѣ удаленія отъ Солнца интенсивность его быстро уменьшается и, наконецъ, незамѣтно переходитъ въ общую интенсивность неба. Несомнѣнно, что зодіакальный свѣтъ распространяется на весь небесный сводъ, придавая ему нѣкоторое равномѣрное освѣщеніе, которое нѣсколько усиливается по мѣрѣ приближенія къ зодіакальному поясу и, въ особенности, по мѣрѣ приближенія къ Солнцу. Абсолютная яркость зодіакальной матеріи намъ совершенно неизвѣстна. Мы можемъ измѣрять только интенсивность ночного неба, которая слагается изъ многихъ компонентовъ. Пренебрегая сравнительно рѣдкимъ присутствіемъ въ нашей атмосферѣ падающихъ звѣздъ, отбрасывая случайныя возмущенія интенсивности неба полярными сіяніями и учитывая вліяніе прямого свѣта звѣздъ и ихъ свѣта разсѣяннаго атмосферой, мы, въ концѣ концовъ, выдѣляемъ интенсивность принадлежащую зодіакальному свѣту.

Для частей неба удаленныхъ отъ Млечнаго Пути, гдѣ общая яркость выражается числомъ 1,2, а вліяніе упомянутыхъ причинъ составляетъ 0,3, необходимо принять на долю зодіакальнаго свѣта 0,9 нашихъ единицъ.

Какъ и раньше, необходимо на ряду съ прямымъ свѣтомъ этого космическаго явленія изслѣдовать его свѣтъ, разсѣянный атмосферой. Это послѣднее изслѣдованіе можетъ быть произведено совершенно также, какъ было только что показано. Небольшое различіе заключается въ томъ, что въ данномъ случаѣ желательно принять во вниманіе усиленіе интенсивности зодіакальнаго свѣта къ Солнцу, а также и то, что длина наиболѣе активной волны, равно какъ и поглощательная способность атмосферы для зодіакальнаго свѣта нѣсколько иныя, чѣмъ для звѣздъ. Однако эти различія, какъ будетъ видно позже, очень малы.

Въ соотвѣтствіи съ ранѣе полученными результатами я, сохраняя лишь первый десятичный знакъ, принялъ 0,8 для интенсивности собственно зодіакальнаго свѣта внѣ зодіакальной полосы.

Ограничиваясь плоскостью эклиптики и угловымъ разстояніемъ (ω) отъ Солнца отъ 34^0 до 50^0, я приведу слѣдующія значенія интенсивности (i) зодіакальнаго свѣта, полученныя мною изъ наблюденій [1]):

ω	i	j
34^0	27,5	2,9
38^0	23,8	2,5
42^0	20,6	2,1
46^0	17,9	1,7
50^0	15,6	1,3

общая интенсивность неба въ моихъ наблюденіяхъ принималась мною равной 10. Въ нашихъ единицахъ абсолютная интенсивность зодіакальнаго свѣта (j) выражается формулой:

$$j = (i - 10)\,0{,}12 + 0{,}8\,,$$

что даетъ числа, находящіяся въ послѣднемъ столбцѣ.

Имѣя абсолютную яркость зодіакальнаго свѣта для различныхъ угловыхъ разстояній отъ Солнца, было бы нетрудно перейти къ распредѣленію въ немъ плотности, если форма и размѣры частицъ зодіакальной матеріи были бы извѣстны. Покажемъ, что форма космическихъ пылинокъ не оказываетъ въ извѣстныхъ случаяхъ вліянія на распредѣленіе интенсивности въ зодіакальномъ свѣтѣ.

Предположимъ, что пылинки распредѣлены въ пространствѣ настолько рѣдко, что для наблюдателя, находящагося на Землѣ, не могутъ ни накладываться одна на другую, ни затмѣвать другъ друга. Другими словами, предположимъ, что всѣ пылинки безъ исключенія освѣщаются солнцемъ и что свѣтъ отъ всѣхъ космическихъ частицъ матеріи достигаетъ глаза наблюдателя. Это является вполнѣ законнымъ допущеніемъ, такъ какъ черезъ зодіакальный свѣтъ легко можно видѣть даже слабыя звѣзды. Допустимъ далѣе, что всѣ пылинки имѣютъ форму выпуклую во всѣхъ своихъ точкахъ и при томъ оріентированную въ пространствѣ совершенно произвольнымъ образомъ. Выражаясь точнѣе допустимъ, что если изъ нѣкоторой точки пространства описать сферу произвольнымъ радіусомъ и изъ центра ея провести линіи, параллельныя нѣкоторой прямой, связанной опредѣленнымъ образомъ съ данной формой при всевозможныхъ ея положеніяхъ, то точки пересѣченія этихъ линій съ поверхностью сферы расположены на послѣдней одинаково густо.

[1]) B. Fessenkoff. „La Lumière Zodiacale“ p. 102.

Количество свѣта, отражаемое къ наблюдателю элементомъ поверхности $d\sigma$, представляется, если придерживаться закона Lambert'a, слѣдующимъ выраженіемъ:

$$dJ = \frac{A_1}{\pi} \cos i \cos \varepsilon d\sigma ,$$

гдѣ A_1 альбедо по опредѣленію Lambert'a, а i и ε суть углы паденія и отраженія. Вычислимъ совокупное количество свѣта J, отражаемое этимъ элементомъ при всевозможныхъ положеніяхъ тѣла, которому онъ принадлежитъ. Нетрудно видѣть, что

$$J = \frac{A_1}{\pi} \int\limits_{\varphi = -\frac{\pi}{2}}^{\varphi = \frac{\pi}{2}} \int\limits_{\lambda = \alpha - \frac{\pi}{2}}^{\lambda = \frac{\pi}{2}} \cos i \cos \varepsilon \cos \varphi \, d\varphi \, d\lambda$$

гдѣ φ и λ представляютъ сферическія координаты даннаго элемента. Введенное нами условіе относительно формы пылинокъ позволяетъ намъ найти предѣлы интеграціи, которые въ общемъ случаѣ совершенно неопредѣленны.

Называя α уголъ фазы, одинаковой для всѣхъ пылинокъ, заключенныхъ въ данномъ объемѣ, мы имѣемъ:

$$\cos i = \cos \varphi \cos (\lambda - \alpha)$$

$$\cos \varepsilon = \cos \varphi \cos \lambda$$

и, слѣдовательно,

$$J = \frac{A_1}{\pi} \int\limits_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int\limits_{\alpha - \frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos^3 \varphi \cos (\lambda - \alpha) \cos \lambda \, d\varphi \, d\lambda ,$$

т. е.

$$J = \frac{2}{3} \frac{A_1}{\pi} [\sin \alpha + (\pi - \alpha) \cos \alpha] .$$

Подобное же выраженіе мы получимъ для всякаго другого элемента въ предположеніи, что онъ оріентированъ совершенно произвольно.

Очевидно для всего тѣла, выпуклаго во всѣхъ точкахъ, должно получиться выраженіе того же типа

$$J = k (\sin \alpha + (\pi - \alpha) \cos \alpha)$$

гдѣ k можно предположить постояннымъ во всемъ пространствѣ.

Примѣнимъ эту формулу для вычисленія интенсивности космической пыли, наблюдаемой съ Земли подъ тѣлеснымъ угломъ σ. Пусть μ—плотность космической пыли, ω—угловое разстояніе отъ Солнца, ϱ—линейное разстояніе отъ Солнца, r—разстояніе отъ Земли. Принимая разстояніе между Солнцемъ и Землей за единицу, имѣемъ слѣдующую интенсивность

$$k\sigma \int_0^{\infty} \frac{\mu f(\alpha)\, dr}{\varrho^2}$$

или

$$k\sigma \sin\omega \int_0^{\pi-\omega} \frac{\mu f(\alpha)\, d\alpha}{\varrho^2 \sin^2\alpha},$$

такъ какъ

$$\varrho = \frac{\sin\omega}{\sin\alpha} \quad \text{и} \quad dr = -\frac{\sin\omega}{\sin^2\alpha}\, d\alpha.$$

μ есть нѣкоторая неизвѣстная намъ функція отъ ϱ.

Я вычислялъ это выраженіе, дѣлая различныя предположенія относительно вида этой функціи. Здѣсь я возьму сразу

$$\mu = \frac{c}{\varrho},$$

такъ какъ эта простая зависимость наилучшимъ образомъ представляетъ наблюденія. Вводя вмѣсто $f(\alpha)$ полученное только что выраженіе, имѣемъ:

$$\frac{\sigma}{\sin^2\omega} \int_0^{\pi-\omega} \sin\alpha\,[\sin\alpha + (\pi-\alpha)\cos\alpha]\, d\alpha$$

Интегрируя и отбрасывая постоянные коэффиціенты находимъ:

$$\frac{\sigma}{\sin^2\omega}\left[\pi - \omega + \sin\omega\cos\omega + \frac{2}{3}\,\omega\sin^2\omega\right].$$

Вычисляя это выраженіе для различныхъ значеній ω мы получаемъ:

$\omega = 34^0$	1,000
38^0	0,807
42^0	0,690
46^0	0,600
50^0	0,523

Во всѣхъ этихъ вычисленіяхъ примѣнялись обыкновенные законы отраженія свѣта. Однако, если отдѣльныя пылинки сравнимы по своей величинѣ съ длиной свѣтовой волны, то простое отраженіе свѣта уже не имѣетъ мѣста. Въ этомъ случаѣ надо употребить формулу Rayleigh'я, примѣнимую ко всѣмъ частицамъ, размѣры которыхъ не превышаютъ $\frac{1}{4}$ длины наиболѣе преломляемой волны свѣта. При такой ничтожной величинѣ пылинокъ ихъ форма совершенно не оказываетъ вліянія на количество разсѣяннаго свѣта. Если же размѣры частицъ превосходятъ $\frac{1}{4}$ свѣтовой волны, то форма ихъ начинаетъ оказывать нѣкоторое вліяніе, выражающееся въ поправочныхъ членахъ къ главному, приведенному нами выше. Съ другой стороны характеръ распредѣленія интенсивности въ спектрѣ также начинаетъ мѣняться; приращеніе интенсивности идетъ медленнѣе соотвѣтственнаго приращенія объема, что сказывается прежде всего на болѣе преломляемой части спектра.

Примѣняя формулу Rayleigh'я (гдѣ надо положить $\beta = \pi - \alpha$) къ вычисленію относительной интенсивности космической пыли, я получилъ слѣдующее выраженіе:

$$\frac{k\sigma}{\sin^2\omega}\left(\frac{4}{3} + \cos\omega + \frac{1}{3}\cos^3\omega\right).$$

Это выраженіе даетъ для частицъ пыли малыхъ по сравненію съ длиной свѣтовой волны:

	ω	j
	34^0	1,000
	38^0	0,796
(3)	42^0	0,652
	46^0	0,545
	50^0	0,459

Въ дѣйствительности космическая пыль состоитъ какъ изъ мельчайшихъ пылинокъ, которыя производятъ диффузію свѣта, такъ и изъ частицъ матеріи, могущихъ отражать свѣтъ. Падающія звѣзды, среди которыхъ встрѣчаются и болиды въ сотни килограммовъ вѣсомъ и едва замѣтныя телескопическіе метеоры, масса которыхъ не превышаетъ малую долю грамма, не говоря о множествѣ другихъ падающихъ звѣздъ, остающихся по слабости своего блеска внѣ предѣловъ непосредственнаго наблюденія, служатъ нагляднымъ подтвержденіемъ этому. Отсюда слѣдуетъ, что дѣйствительная кривая интенсивности, представляемая всей совокупностью космической пыли, лежитъ, вообще говоря, гдѣ-либо посерединѣ между найденными крайними кривыми.

Полученные результаты указываютъ степень неопредѣленности, каковая имѣетъ мѣсто при вычисленіи интенсивности космической пыли $\left(\text{въ предположеніи } \mu = \frac{c}{\varrho}\right)$, вслѣдствіе полнаго незнанія формы и величины отдѣльныхъ пылинокъ. Однако въ частномъ случаѣ, когда размѣры пылинокъ не очень разнятся отъ длины свѣтовой волны, можно предложить способъ, позволяющій опредѣлить ихъ величину. Идея этого способа очень проста. Если космическія пылинки достаточно малы, онѣ произведутъ замѣтное разсѣяніе солнечнаго свѣта преимущественно въ области болѣе преломляющей части спектра.

Вслѣдствіе этого максимумъ интенсивности въ спектрѣ зодіакальнаго свѣта долженъ лежать ближе къ фіолетовому концу и тѣмъ ближе, чѣмъ меньше размѣры разсматриваемыхъ матеріальныхъ частицъ. Надо замѣтить однако, что возможное перемѣщеніе максимума интенсивности не велико и поэтому опредѣленіе положенія его довольно затруднительно, въ особенности по причинѣ крайней слабости всего явленія. Чтобы опредѣлить это перемѣщеніе максимума, я воспользовался результатами Abney'я и Festing'a, изслѣдовавшими визуальнымъ путемъ распредѣленіе интенсивности въ солнечномъ спектрѣ [1]).

Сдѣлавъ приведеніе за поглощеніе свѣта въ атмосферѣ для каждаго рода излученія въ отдѣльности и вычисливъ затѣмъ распредѣленіе интенсивности въ спектрѣ разсѣяннаго свѣта частицами очень малыми $\left(< \frac{1}{4}\lambda\right)$, я нашелъ для положенія максимумовъ интенсивности

въ спектрѣ солнечнаго свѣта внѣ атмосферы . 570 $\mu\mu$.
» » разсѣяннаго » » » . 550 $\mu\mu$.

Въ этихъ тѣсныхъ предѣлахъ заключается все возможное перемѣщеніе максимума. Коэффиціенты прозрачности атмосферы для свѣта, разсѣяннаго частицами матеріи различной величины, колеблются еще въ болѣе тѣсныхъ предѣлахъ. Изъ упомянутыхъ наблюденій Abney'я и Festing'a я получилъ для солнечнаго свѣта $p = 0{,}83$, тогда какъ для свѣта, разсѣяннаго очень маленькими частицами, у меня получилось $p = 0{,}80$, почти та же самая величина.

Болѣе удовлетворительные результаты можно получить измѣряя фотометрическимъ путемъ распредѣленіе интенсивности въ спектрѣ зодіакальнаго свѣта.

---

[1]) Philosophical Transactions, Vol. 174. 1886. p. 723. Abney and Festing. Colour Photometry.

Исходя изъ изслѣдованій Abney'я, я получилъ слѣдующія значенія для интенсивности въ обоихъ спектрахъ, при чемъ какъ солнечный свѣтъ, такъ и свѣтъ, разсѣянный пылинками, разсматриваются внѣ земной атмосферы (для удобства сравненія максимумъ въ обоихъ спектрахъ принятъ = 1):

$\mu\mu$	Разсѣянный солнечный свѣтъ	Солнечный свѣтъ
460	0,07	0,034
480	0,18	0,10
500	0,42	0,26
520	0,82	0,55
540	0,98	0,83
560	0,98	0,97
580	0,89	0,98
600	0,71	0,86
620	0,46	0,66
640	0,21	0,37
660	0,05	0,10

Дѣйствительная кривая интенсивности въ спектрѣ зодіакальнаго свѣта должна лежать между кривыми, представляемыми этими числами. Изслѣдовавъ фотометрически спектръ этого явленія и найдя въ немъ распредѣленіе интенсивности, можно искать, каковы должны быть размѣры космическихъ пылинокъ, чтобы разсѣянный ими солнечный свѣтъ обладалъ наблюдаемыми особенностями.

Къ сожалѣнію, вслѣдствіе крайней слабости зодіакальнаго свѣта детальное изслѣдованіе его спектра пока еще невозможно. Все, что дали спектроскопическія наблюденія, заключается въ слѣдующемъ: спектръ зодіакальнаго свѣта совершенно непрерывенъ, не имѣетъ никакихъ свѣтлыхъ линій, но при очень продолжительной экспозиціи обнаруживаетъ темныя линіи, совпадающія съ главными Фраунгоферовыми линіями солнечнаго спектра. Для насъ важнѣе всего тотъ фактъ, что максимумъ интенсивности находится не въ желтой части спектра, какъ для солнца, но въ зеленой.

Если это не можетъ быть объяснено явленіемъ Purkinje, то необходимо заключить, что космическая пыль способна производить замѣтную диффузію свѣта, т. е. что космическія пылинки въ среднемъ приближаются по своимъ размѣрамъ къ длинѣ свѣтовой волны.

Отсюда слѣдуетъ, что послѣдняя табличка (3), полученная именно въ предположенiи малости космическихъ пылинокъ, должна ближе всего согласоваться съ наблюденiями, если наша гипотеза о распредѣленiи плотностей $\left(\mu = \frac{c}{\varrho}\right)$ справедлива. Дѣйствительно имѣемъ:

ω	наблюденная интенсивность	вычисленная интенсивность
34	2,9	2,90
38	2,5	2,31
42	2,1	1,90
46	1,7	1,58
50	1,3	1,33

Это согласiе можно считать удовлетворительнымъ, а потому въ дальнѣйшемъ мы будемъ предполагать, что плотность въ средѣ космической пыли (въ плоскости эклиптики) измѣняется обратно пропорцiонально разстоянiю отъ солнца.

Назовемъ черезъ i абсолютную интенсивность зодiакальнаго свѣта, соотвѣтствующую угловому разстоянiю отъ солнца ω.

Формула Rayleigh'я, уже приведенная нами раньше, имѣетъ видъ

$$J(1+\cos^2\alpha)\frac{\pi V^2}{\lambda^4 r^2}.$$

Пусть N, количество пылинокъ въ единицѣ объема пространства на разстоянiи отъ солнца ϱ_0, равномъ радiусу земной орбиты. Количество пылинокъ, находящихся въ элементарномъ объемѣ $r^2 dr\sigma$, видномъ подъ тѣлеснымъ угломъ σ, есть:

$$n = N\frac{\varrho_0}{\varrho} r^2 \sigma dr.$$

Вводя J_0, интенсивность солнца, наблюдаемаго съ земли, имѣемъ:

$$J = J_0 \frac{\varrho_0^2}{\varrho^2}.$$

Такимъ образомъ для интенсивности всей совокупности космической пыли имѣемъ:

$$i = J_0 \varrho_0^3 \frac{\pi V^2}{\lambda^4} \sigma N \int_0^\infty \frac{(1+\cos^2\alpha)\,dr}{\varrho^3}.$$

Вводя, какъ новую перемѣнную, уголъ фазы α и замѣчая, что

$$\frac{\varrho_0}{\varrho} = \frac{\sin\alpha}{\sin\omega} \quad \text{и} \quad dr = -\frac{\sin\omega}{\sin^2\alpha}\, d\alpha\,,$$

получимъ:

$$i = J_0\varrho_0 \frac{\pi V^2}{\sin^2\omega} \frac{\sigma N}{\lambda^4} \int\limits_0^{\pi-\alpha} \sin\alpha\,(1 + \cos^2\alpha)\, d\alpha\,,$$

или

$$i = J_0\varrho_0 \frac{\pi V^2 \sigma N}{\sin^2\omega\lambda^4}\left[\frac{4}{3} + \cos\omega + \frac{1}{3}\cos^3\omega\right],$$

Мы имѣемъ $i = 2{,}9$ при $\omega = 34^0$. По изслѣдованіямъ Ch. Fabry [1]) звѣздная величина солнца равняется $-26{,}7$. Выражая J_0 въ яркости звѣзды пятой величины и принимая за λ длину волны, соотвѣтствующей максимуму интенсивности въ солнечномъ спектрѣ (λ=560 $\mu\mu$.), мы имѣемъ:

$$\log(\alpha^6 N) = 20{,}5634\,,$$

гдѣ $\alpha = \frac{R}{\lambda}$ (R, радіусъ космической пылинки). За единицу длины въ этой формулѣ принятъ 1 mm.

Это все, что можно вывести изъ даннаго значенія интенсивности зодіакальнаго свѣта. Дѣлая предположеніе относительно одной изъ величинъ, входящихъ въ выраженіе $\alpha^6 N$, мы получаемъ другую. Но порядокъ α извѣстенъ, такъ какъ мы видѣли раньше, что космическія пылинки сравнимы по своимъ размѣрамъ съ длиной свѣтовой волны. Принимая, $\alpha = \frac{1}{2}$, мы получимъ что

$$N = 2{,}3\,.\,10^{-18}$$

количество пылинокъ въ одномъ кубическомъ миллиметрѣ. Отсюда слѣдуетъ что на одинъ куб. километръ пространства въ плоскости эклиптики и на разстояніи ϱ_0 отъ солнца приходится 2,3 космическихъ пылинокъ.

Такимъ образомъ загадочное явленіе интенсивности ночного неба можетъ быть объяснено, если предположить, что междупланетное пространство заполнено мельчайшими частицами матеріи, каждая изъ которыхъ при указанныхъ размѣрахъ приходится на 0,43 куб. километровъ.

---

[1]) Ch. Fabry. Comparaison de la lumière du soleil avec celle des étoiles. Recherches de photométrie solaire et stellaire.

Можно отмѣтить, что этотъ результатъ находится въ согласіи съ изслѣдованіями проф. H. Newton'a, который, какъ извѣстно, нашелъ, что каждыя сутки на земную поверхность падаетъ не менѣе 10.000,000 метеоритовъ. При этомъ онъ принималъ во вниманіе только падающія звѣзды, видимыя простымъ глазомъ. Если же можно было бы учесть количество всѣхъ метеоритовъ, проникающихъ въ земную атмосферу вплоть до мельчайшихъ космическихъ пылинокъ, то, безъ сомнѣнія, пришлось бы увеличить это число во много разъ.

Въ заключеніе я долженъ подчеркнуть, что число полученное для $\alpha^6 N$, а также для количества пылинокъ въ куб. километрѣ при указанномъ предположеніи относительно ихъ размѣровъ, основано на допущеніи, что въ выше изложенномъ разборѣ приняты во вниманіе всѣ источники свѣта, могущіе оказать вліяніе на интенсивность ночного неба.

Это допущеніе нельзя считать законнымъ. Вполнѣ возможно, что существуютъ какія-нибудь неизвѣстныя намъ причины, вліяющія на интенсивность неба помимо зодіакальнаго свѣта. Однако, даже значительная погрѣшность въ этомъ отношеніи не повліяетъ очень замѣтно на окончательные результаты. Если, напримѣръ, принять вдвое меньшее значеніе для интенсивности зодіакальнаго свѣта около полюса Млечнаго Пути, то въ i (при $\omega = 34^0$), послужившемъ исходнымъ даннымъ въ послѣднихъ вычисленіяхъ, получилась бы относительная погрѣшность только въ 0,14.