Izvestiya Russkago Astronomischeskago Obszhestva, pp 150-158, Nov. 1915

# Вопросъ объ избирательномъ поглощенiи свѣта въ пространствѣ, разсматриваемый съ точки зрѣнiя динамики вселенной.

Въ послѣднее время въ астрономической литературѣ все чаще и чаще поднимается вопросъ о поглощенiи свѣта въ мiровомъ пространствѣ—притомъ преимущественно о поглощенiи избирательномъ, т. е. такомъ, при которомъ поглощенiе тѣмъ сильнѣе, чѣмъ меньше длина волны; обзоръ работъ по опредѣленiю величины избирательнаго поглощенiя данъ недавно Каптейномъ (Astrophisical Journal, сентябрь 1914 г.); съ достовѣрностью существованiе поглощенiя еще не доказано—насколько шатки могутъ быть основанiя для опредѣленiя его, показываетъ работа Adams'а и Kohlschütter'а (Astrophisical Journal 1914, ноябрь), изъ которой слѣдуетъ, что извѣстный фактъ ослабленiя фiолетоваго конца спектра съ уменьшенiемъ собственнаго движенiя, т. е. съ удаленiемъ звѣзды, гораздо вѣроятнѣе приписать поглощенiю въ атмосферахъ самихъ звѣздъ, чѣмъ въ мiровомъ пространствѣ; а именно, при равной кажущейся яркости звѣзды болѣе удаленныя являются абсолютно болѣе яркими и большими по своимъ размѣрамъ, и по всей вѣроятности окружены и соотвѣтственно болѣе густою атмосферой.

Я хотѣлъ бы обратить вниманiе на одну сторону вопроса, которая, насколько мнѣ извѣстно, до сихъ поръ не получала освѣщенiя. Вещество, производящее поглощенiе, должно обладать нѣкоторою массою; весь вопросъ въ томъ, какъ велика она. Какъ извѣстно, избирательное поглощенiе производится частицами, величина которыхъ мала сравнительно съ длиной волны,—напримѣръ молекулами газовъ; величина его зависитъ только отъ числа молекулъ въ единицѣ объема. Пусть $\mu$ среднiй молекулярный вѣсъ (относительно воздуха) вещества, наполняющаго мiровое пространство, $a$—коэффицiентъ поглощенiя визуальныхъ лучей, выраженный въ зв. величинахъ на 1 свѣтовой годъ, $\rho$ плотность поглощающаго вещества (относительно солнца); по измѣренiямъ Abbot и Fowle на M. Whitney при давленiи $p = 440$ *mm* коэффицiентъ лучепрозрачности для визуальныхъ лучей ($\lambda = 0{,}55\ \mu$) равенъ 0,918, что соотвѣтствуетъ поглощенiю въ 0,070 зв. величины; масса воздуха надъ M. Whitney равна 6000 *kg* на квадратный метръ; въ такомъ случаѣ масса межзвѣзднаго вещества внутри параллелепипеда, основаніе котораго $=1$ кв. метру, а длина $=1$ св. году, будетъ $\frac{6000\,a\mu}{0{,}07}kg$; такъ какъ 1 свѣтовой годъ $=9{,}45\,.\,10^{15}$ метровъ, а плотность солнца $=1{,}4$, то нетрудно вычислить, что плотность межзвѣзднаго вещества равна

$$\rho=6{,}4\,.\,10^{-15}\,a\mu\ (\odot=1)\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ (1)$$

Пусть $\delta$ будетъ «плотностью звѣзднаго вещества въ пространствѣ», т. е. плотностью той воображаемой матеріи, которая, будучи равномѣрно распредѣлена въ пространствѣ, будетъ обладать массою, равною массѣ заключенныхъ въ этомъ пространствѣ звѣздъ; нетрудно опредѣлить порядокъ величины $\delta$; по изслѣдованіямъ Каптейна внутри сферы съ $r=500$ св. лѣтъ заключается около $1{,}5\,.\,10^6$ звѣздъ; пусть средняя ихъ масса $(\odot=1)$ будетъ $\overline{m}$; тогда (такъ какъ радіусъ солнца равенъ $0{,}72\,.\,10^{-7}$ свѣтовыхъ лѣтъ)

$$\delta=\frac{1{,}5\,.\,10^6\,(0{,}72\,.\,10^{-7})^3}{500^3}\,\overline{m}=0{,}44\,.\,10^{-23}\,\overline{m}\ .\ .\ .\ .\ .\ (2)$$

Сравнивая величины $\rho$ и $\delta$, мы видимъ, что даже при самомъ ничтожномъ значеніи $a$ первая значительно превосходитъ вторую; дѣйствительно, принимая $a=0{,}0001$ (большая часть изслѣдователей даетъ бо́льшія величины), $\mu=\frac{1}{14}$ (мол. вѣсъ водорода), получаемъ

$$\rho=4{,}7\,.\,10^{-19};$$

величина $\overline{m}$ близка къ единицѣ, и

$$\delta=0{,}44\,.\,10^{-23},$$

такъ что при поглощеніи въ 1 зв. величину на 10000 свѣтовыхъ лѣтъ плотность, слѣд. и масса поглощающаго вещества должна быть по крайней мѣрѣ въ 100000 разъ больше массы всѣхъ звѣздъ! Очевидно, что при подобномъ распредѣленіи вещества въ міровомъ пространствѣ движенія звѣздъ должны почти всецѣло зависѣть не отъ ихъ взаимнаго тяготѣнія, а отъ притяженія этого разсѣяннаго въ пространствѣ вещества. Однако столь большая величина массы межзвѣздной матеріи представляется очень мало вѣроятной—скорости звѣздъ соотвѣтственно этому должны были бы быть значительно больше наблюдаемыхъ—онѣ должны были бы измѣряться не десятками, а тысячами километровъ; поэтому приходится выбирать между слѣдующими предположеніями (или одновременно допустить ихъ): 1) величина избирательнаго поглощенія значительно меньше того, что обыкновенно принимается; 2) молекулярный вѣсъ вещества, являющагося причиной избирательнаго поглощенія, значительно меньше молекулярнаго вѣса водорода; невольно напрашивается предположеніе объ электронахъ, разсѣянныхъ въ пространствѣ.

Такъ какъ при существованіи даже самаго ничтожнаго избирательнаго поглощенія значеніе межзвѣзднаго вещества должно быть преобладающимъ, то представляетъ нѣкоторый интересъ вопросъ о законахъ движенія внутри звѣздной системы, окутанной туманнымъ веществомъ, равномѣрно разсѣяннымъ и обладающимъ значительною массою. (Вопросъ о динамикѣ цѣлой звѣздной системы уже разрабатывался Eddington'омъ (Monthly Notices, vol. LXXIV, № 1) для случая шарообразной системы, состоящей изъ однѣхъ звѣздъ). Нашей главной задачей будетъ опредѣлить порядокъ плотности вещества, наполняющаго систему Млечнаго Пути, и хотя, какъ потомъ окажется, наши предпосылки и не будутъ въ точности соотвѣтствовать истинѣ, однако на порядокъ величины искомой плотности онѣ вліять не будутъ.

Сдѣлаемъ слѣдующія допущенія: межзвѣздное вещество собрано въ сжатый эллипсоидъ вращенія неопредѣленной величины, равномѣрной плотности $\rho$ и съ отношеніемъ осей $q$; внутри его разбросаны звѣзды, причемъ наибольшей величины звѣздная плотность $\delta$ (она пропорціональна числу звѣздъ въ единицѣ объема) достигаетъ въ центрѣ эллипсоида, а поверхности одинаковой величины $\delta$ (поверхности уровня) суть эллипсоиды, подобные и концентрическіе съ вышеупомянутымъ; если уравненіе такой поверхности будетъ

$$q^2x^2 + y^2 + z^2 = u^2$$

(малая ось эллипсоида лежитъ на оси $x$-овъ), то звѣздная плотность

$$\delta = f(u^2); \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

наконецъ, примемъ, что $\delta$ значительно меньше $\rho$, такъ что массою звѣздъ можно пренебречь.

Ускореніе тяжести въ данной точкѣ внутри эллипсоида вращенія равномѣрной плотности $\rho$ выражается слѣдующими формулами:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= -cx \\ \frac{d^2y}{dt^2} &= -c_1y \\ \frac{d^2z}{dt^2} &= -c_1z \end{aligned}\right\}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (A)$$

причемъ

$$\left.\begin{aligned} c &= 4\pi n\rho \frac{q^2}{(q^2-1)^{\frac{3}{2}}}\left(\sqrt{q^2-1} - arctg\sqrt{q^2-1}\right) \\ c_1 &= 2\pi n\rho \frac{q^2}{(q^2-1)^{\frac{3}{2}}}\left(arctg\sqrt{q^2-1} - \frac{\sqrt{q^2-1}}{q^2}\right) \end{aligned}\right\}, \quad \ldots \quad (B)$$

гдѣ $q$ отношеніе осей эллипсоида, $n$ — постоянная тяготѣнія.

Отсюда видно, что проекціи движенія на оси координатъ являются гармоническими колебаніями, причемъ для оси $x$ періодъ колебанія иной, чѣмъ для осей $y$ и $z$. Рѣшивъ эти уравненія, можно ихъ привести къ слѣдующему виду:

$$\left.\begin{aligned} x &= H\cos(t\sqrt{c}) \\ y &= K\cos(t\sqrt{c_1} - \eta) \\ z &= L\cos(t\sqrt{c_1} - \zeta) \end{aligned}\right\} \ldots\ldots\ldots\ldots (3)$$

$H$, $K$ и $L$ представляютъ собою очевидно величины наибольшаго удаленія данной матеріальной точки по осямъ координатъ, $\eta$ и $\zeta$ — разность фазъ колебаній. Величины $H$, $K$ и $L$ назовемъ амплитудами по осямъ координатъ.

Обозначимъ черезъ $u$, $v$ и $w$ компоненты скорости по осямъ координатъ; тогда изъ уравненій (3) нетрудно получить слѣдующія соотношенія:

$$\left.\begin{aligned} u &= \pm\sqrt{c}\sqrt{H^2 - x^2} \\ v &= \pm\sqrt{c_1}\sqrt{K^2 - y^2} \\ w &= \pm\sqrt{c_1}\sqrt{L^2 - z^2} \end{aligned}\right\} \ldots\ldots\ldots\ldots (4)$$

Пусть число звѣздъ, амплитуды которыхъ по оси $x$ заключены между $H$ и $H + dH$ будетъ

$$dn_H = \varphi(H)\, dH \ldots\ldots\ldots\ldots (5)$$

и аналогично для другихъ осей

$$dn_K = \psi(K)\, dK \ldots\ldots\ldots\ldots (5')$$

$$dn_L = \psi(L)\, dL \ldots\ldots\ldots\ldots (5'')$$

Функціи $\varphi$ и $\psi$ даютъ законъ распредѣленія амплитудъ по осямъ; для осей $y$ и $z$, изъ за симметріи, принята одна и та-же функція. Постараемся опредѣлить, каковъ долженъ быть видъ этихъ функцій, чтобы при заданномъ $\delta = f(u^2)$ система находилась въ равновѣсіи. Для этого опредѣлимъ число звѣздъ, абсциссы которыхъ заключены между $x$ и $x + dx$, $y + dy$ и $z + dz$; съ одной стороны это число будетъ очевидно

$$\left.\begin{aligned} dn_x &= dx\int\!\!\int \delta\, dy\, dz \\ dn_y &= dy\int\!\!\int \delta\, dx\, dz \\ dn_z &= dz\int\!\!\int \delta\, dx\, dy \end{aligned}\right\} \ldots\ldots\ldots\ldots (6)$$

Предѣлы интегрированія для неограниченной звѣздной системы постоянны; нижніе предѣлы равны 0, верхніе—безконечности.

Съ другой стороны, $dn_x$ зависитъ отъ вида функціи $\psi\,(H)$; замѣтимъ, что одна и та-же звѣзда съ теченіемъ времени измѣняетъ свое $x$ въ предѣлахъ отъ 0 до $H$ (обращая вниманіе лишь на абсолютную величину $x$); поэтому на данномъ разстояніи $x$ могутъ находиться лишь тѣ звѣзды, для которыхъ $H \geqq x$; время, въ теченіе котораго данная звѣзда измѣняетъ $x$ отъ $x$ до $x + dx$ будетъ равно

$$dt = \frac{dx}{|u|}\,;$$

разсмотримъ нѣкоторое число звѣздъ съ однимъ и тѣмъ же $H$; очевидно, доля этихъ звѣздъ, находящихся между $x$ и $x + dx$, въ среднемъ будетъ составлять такую долю общаго числа, какую долю общаго времени колебанія составляетъ $dt$, т. е. эта доля равна

$$\frac{dt}{\tau_x} = \frac{dx}{|u|\,\tau_x}\,,$$

гдѣ $\tau_x = \frac{2\pi}{\sqrt{c}}$ есть періодъ колебанія, а $|u| = \sqrt{c}\,\sqrt{H^2 - x^2}$; подставивъ эти значенія, получимъ, что число звѣздъ съ даннымъ $H$, заключенныхъ между $x$ и $x + dx$, будетъ $\frac{dx}{\sqrt{H^2 - x^2}}$; но число звѣздъ съ даннымъ $H$ есть $\varphi\,(H)\,dH$, а поэтому получаемъ

$$dn_x = dx \int\limits_{H=x}^{H=\infty} \frac{\varphi\,(H)\,dH}{\sqrt{H^2 - x^2}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (7)$$

Сравнивая формулы (6) и (7) получаемъ

$$\int\!\!\int \delta\, dy\, dz = \int \frac{\varphi\,(H)\,dH}{\sqrt{H^2 - x^2}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (8)$$

Это уравненіе можно назвать уравненіемъ состоянія данной системы; при заданномъ $\delta$ изъ него можно опредѣлить $\varphi$ и наоборотъ.

Пусть законъ звѣздной плотности сходенъ съ закономъ случайностей, т. е. пусть

$$\delta_0 = \delta\, e^{-K^2(q^2x^2 + y^2 + z^2)} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (9)$$

Этотъ законъ представляется весьма вѣроятнымъ для системы звѣздъ Млечнаго Пути; кромѣ того, намъ важенъ не точный видъ функціи, а важно лишь, чтобы она удовлетворяла нѣкоторымъ общимъ условіямъ— чтобы она убывала съ разстояніемъ, чтобы поверхности уровня были эллипсоиды и, чтобы система была неограничена.

Подставивъ (9) въ (8) и произведя интегрированіе, получимъ

$$\int\limits_x^\infty \frac{\varphi\,(H)\,dH}{\sqrt{H^2 - x^2}} = \frac{A}{k^2}\, e^{-k^2q^2x^2}, \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (10)$$

гдѣ

$$A = \frac{\pi\delta_0}{4}.$$

Лѣвую часть этого равенства можно представить въ видѣ

$$\int_x^\infty \frac{\varphi(H)\,dH}{\sqrt{H^2 - x^2}} = \left[\frac{\varphi(H)\sqrt{H^2 - x^2}}{H}\right]_{H=x}^{H=\infty} -$$

$$- \int_x^\infty \sqrt{H^2 - x^2}\,\frac{[H\varphi'(H) - \varphi(H)]\,dH}{H^2};$$

допустимъ, что при

$$H = \infty \; \varphi(H) = 0;$$

тогда, какъ негрудно видѣть, первый членъ въ правой части равенства будетъ 0, и мы будемъ имѣть (принявъ во вниманіе равенство (10))

$$- \int_x^\infty \sqrt{H^2 - x^2}\left[\frac{H\varphi'(H) - \varphi(H)}{H^2}\right] dH = \frac{A}{k^2}\,e^{-k^2q^2x^2};$$

продифференцируемъ это уравненіе по $x$, примѣняя формулу

$$\left(\frac{d}{da}\int_a^b f(x, a)\,da = -f(a, a) + \int_a^b f_a'(x, a)\,da\right),$$

тогда получимъ послѣ сокращенія на $x$:

$$\int \frac{[H\varphi'(H) - \varphi(H)]\,dH}{H^2\sqrt{H^2 - x^2}} = -2Aq^2\,e^{-k^2q^2x^2},$$

или, исключивъ $e^{-k^2q^2x^2}$ при помощи формулы (10) и перенеся все въ лѣвую часть, будемъ имѣть

$$\int_x^\infty \frac{1}{\sqrt{H^2 - x^2}}\left[2k^2q^2\,\varphi(H) - \frac{\varphi(H)}{H^2} + \frac{\varphi'(H)}{H}\right] dH = 0;$$

это равенство справедливо, если

$$\left(2k^2q^2 - \frac{1}{H^2}\right)\varphi(H) + \frac{\varphi'(H)}{H} = 0,$$

или

$$\frac{\varphi'(H)}{\varphi(H)} = -2k^2q^2 H + \frac{1}{H};$$

отсюда простымъ интегрированіемъ найдемъ

$$\left.\begin{aligned}
\varphi(H) &= CHe^{-k^2q^2H^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (11)\\
\psi(K) &= C\frac{K}{q}\,e^{-k^2K^2} \quad \ldots\ldots\ldots (11')\\
\psi(L) &= C\frac{L}{q}\,e^{-k^2L^2} \quad \ldots\ldots\ldots (11'')
\end{aligned}\right\}\ \text{аналогично.}$$

Эти формулы даютъ такъ называемый законъ распредѣленія амплитудъ; по нимъ нетрудно опредѣлить среднюю величину компонентовъ скорости звѣздъ по осямъ для любой точки. Найдемъ среднюю абсолютную величину компонента скорости параллельно оси $x$ для опредѣленной величины $x$; она будетъ, очевидно, равна

$$\bar{u}_x = \frac{\displaystyle\int_x^\infty \frac{u\varphi(H)\,dH}{\sqrt{H^2-x^2}}}{\displaystyle\int_x^\infty \frac{\varphi(H)\,dH}{\sqrt{H^2-x^2}}};$$

подставивъ

$$u = \sqrt{c}\,\sqrt{H^2-x^2},$$

найдемъ послѣ интегрированія:

$$\bar{u}_x = \frac{\sqrt{c}}{kq\sqrt{\pi}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (12)$$

Мы видимъ, что средняя величина компонента скорости звѣздъ при выбранномъ нами законѣ плотностей есть величина постоянная для всѣхъ точекъ системы. Для средней величины компонентовъ скорости по другимъ осямъ мы получимъ аналогичныя выраженія:

$$\bar{u}_y = \bar{u}_z = \frac{\sqrt{c_1}}{k\sqrt{\pi}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (12')$$

Среднюю абсолютную величину скорости можно принять равной (приблизительно)

$$V = \sqrt{\bar{u}_x^2 + \bar{u}_y^2 + \bar{u}_z^2} = \frac{1}{k\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{c}{q^2} + 2c_1} \quad \ldots\ldots (13)$$

Постоянныя $c$ и $c_1$, какъ видно изъ формулъ (B), зависятъ отъ плотности и формы системы; $k$ опредѣляетъ собою быстроту убыванія числа звѣздъ съ удаленіемъ отъ центра. Для сферическаго тѣла, при $q=1$, для $c$ получается вмѣсто (B) слѣдующее выраженіе:

$$c = \frac{4}{3}\pi n \rho.$$

Выберемъ постоянную $n$ такъ, чтобы, принявъ за единицу длины километръ, времени — секунду, плотность солнца равнялась-бы единицѣ; мы имѣемъ

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{4}{3}\pi n \rho x,$$

и для солнца

$$\rho = 1,\ x = 695000,\ \frac{d^2x}{dt^2} = 0{,}274;$$

отсюда

$$4\pi n = 1{,}2 \cdot 10^{-6}.$$

Попробуемъ теперь примѣнить результаты нашихъ разсужденій къ Млечному Пути; по тѣмъ даннымъ, которыя въ настоящее время извѣстны, онъ представляетъ собою плоскій дискъ или сплюснутый эллипсоидъ вращенія съ отношеніемъ осей приблизительно равнымъ 10. Для опредѣленія приблизительной величины постояннаго $k$ мы воспользуемся результатами Hertzsprung'a (Astr. Nachr. 4692) и H. Shapley и H. N. Russel'я (Astrophisical Journal, декабрь 1914), полученными изъ изслѣдованія распредѣленія перемѣнныхъ звѣздъ типа $\delta$ Cephei и Альголя въ пространствѣ; оказывается, что эти звѣзды сильно сконцентрированы въ плоскости Млечнаго Пути, причемъ среднее разстояніе ихъ отъ этой плоскости—для звѣздъ типа $\delta$ Cephei $= 260$ свѣтовыхъ лѣтъ, для Альголей — 440 св. лѣтъ; разница между этими двумя числами можетъ быть реальна, но можетъ также происходить отъ причинъ систематическаго характера, въ зависимости отъ положенныхъ въ основу гипотезъ. Можно принять среднюю величину $\bar{x} = 350$ св. лѣтъ или $= 3{,}3 \cdot 10^{15}$ $km$. Съ другой стороны, изъ формулы (9) слѣдуетъ, что при $y$ и $z$ постоянныхъ звѣздная плотность (число звѣздъ) выразится формулой

$$\delta = Ce^{-k^2q^2x^2};$$

среднее разстояніе ихъ отъ плоскости Млечнаго Пути будетъ

$$\bar{x} = \frac{\int_x^\infty x e^{-k^2q^2x^2}\,dx}{\int_x^\infty e^{-k^2q^2x^2}\,dx} = \frac{1}{kq\sqrt{\pi}}.$$

Принявъ

$$q = 10,\quad \bar{x} = 3{,}3 \cdot 10^{15},$$

найдемъ

$$k = 1{,}72 \cdot 10^{-17}.$$

Далѣе при $q = 10$, $4\pi n = 1{,}2 \cdot 10^{-6}$ наши постоянныя $c$ и $c_1$ будутъ соотвѣтственно равны $10^{-6}\,\rho$ и $0{,}08 \cdot 10^{-6}\,\rho$.

Подставивъ эти значенія въ выраженіе (13) и принявъ по Campbell'у

$$\bar{\bar{V}} = 30 \text{ км./сек.},$$

мы найдемъ, что

$$\rho = 0{,}48 \cdot 10^{-23}.$$

Слѣдовательно, эффективная плотность для гипотетической равномѣрной среды получается какъ разъ равной «звѣздной плотности», вычисленной въ началѣ этой статьи; отсюда видно, что собственное тяготѣніе звѣздъ вполнѣ объясняетъ ихъ движенія, и существованіе какой-либо иной матеріи въ сколько-нибудь значительномъ количествѣ представляется мало вѣроятнымъ. Совершенно невѣроятнымъ представляется поэтому и существованіе замѣтнаго избирательнаго поглощенія, если только не допускать существованія въ пространствѣ частицъ гораздо болѣе мелкихъ, чѣмъ атомы извѣстныхъ намъ элементовъ.

Кромѣ избирательнаго поглощенія можетъ существовать и обыкновенное поглощеніе, одинаковое для всѣхъ лучей, производимое частицами, діаметръ которыхъ великъ сравнительно съ длиною волны. Если эти частицы совершенно непрозрачны, $d$ ихъ толщина въ миллиметрахъ, то, принимая плотность ихъ равною плотности воды, нетрудно получить слѣдующее выраженіе для эффективной плотности пространства, наполненнаго ими:

$$\rho = 0{,}75\, ad \cdot 10^{-19},$$

причемъ $a$, какъ и раньше, есть коэффиціентъ поглощенія въ зв. величинахъ на 1 св. годъ. При $a = 0{,}0001$ имѣемъ

$$\rho = 0{,}75\, d \cdot 10^{-23}.$$

Слѣдовательно, обыкновенное поглощеніе можетъ существовать вполнѣ, если діаметръ частицъ порядка миллиметра или меньше—масса ихъ будетъ сравнительно мала; однако нужно помнить, что это поглощеніе до сихъ поръ еще съ достовѣрностью не обнаружено; тотъ фактъ, что число звѣздъ возрастаетъ со звѣздною величиной медленнѣе, чѣмъ того требуетъ теорія въ случаѣ равномѣрнаго распредѣленія звѣздъ въ пространствѣ, одинаково можетъ быть объясненъ какъ поглощеніемъ свѣта, такъ и убываніемъ числа звѣздъ съ разстояніемъ.

*Э. Эпикъ.*

Москва,
30 апрѣля 1915 г.