

557.5

УзССР

Гидро-Метеорологический Комитет

Гидрометеорологический Научно-Исследовательский Институт

UzRSS

Le Comité Hydrométéorologique

L'Institut Scientifique Explorati fHydrométéorologique

Сектор гелиоэнергетики и
актинометрии

Le secteur de hélioénergie
et d'actinométrie

НАУЧНЫЙ ФОНД

Проверено
19 (1933)

ПРОСМОТРЕНО
1933 г.

ГЕЛИОЭНЕРГЕТИКА

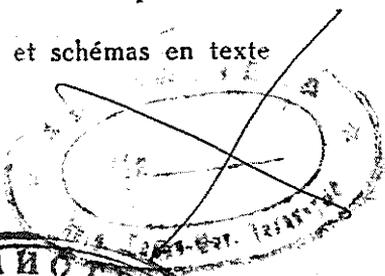
СБОРНИК ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТ

С чертежами и схемами в тексте

Hélioénergie

Recueil de travaux exploratifs

Avec des plans et schémas en texte



БИБЛИОТЕКА
ВЕНИНГРАДСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА
8420

Государственное Издательство УзССР
Ташкент 1933

L'édition du Gouvernement de l'UzRSS
Tachkent 1933

Сборник „Гелиоэнергетика“ представляет собою первый выпуск серии работ Гидро-Метеорологического Научно-Исследовательского Института ГМК Узбекистана, проведенных в 1931—32 г. г. В основном сборник содержит теоретические обоснования гелиоустановок, приобретающих все более важное значение и широкие перспективы в использовании энергии солнца для социалистического строительства, в частности—сельского хозяйства, особенно в Средней Азии, а также работы по учету солнечной энергии.

Коллективная работа Института в этом направлении, проводимая секторами агрометеорологии и гелиоэнергетики, основана на сочетании теории и практики в области использования элементов климата с прикладной целью. Значительная часть печатаемых в сборнике работ имеет характер предварительных ориентировочных исследований. Но, учитывая то обстоятельство, что эти исследования ставятся в большинстве впервые и что народно-хозяйственное значение поставленных Институтом опытов с гелиоустановками и ведущейся параллельно с ними теоретической работы бесспорно, опубликование достигнутых уже Институтом результатов следует признать целесообразным и своевременным.

Проф. Б. Червоный
Зам. директора УзГМИ

В. В. ПИСЬМЕННЫЙ, С. М. ГОРАЕНКО,

Г. В. ВОРОНОВИЧ

Под редакцией проф. А. М. Титова

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОБОСНОВАНИЯ КОНСТРУИРОВАНИЯ ГЕЛИОСУШИЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

1. В в е д е н и е

С установлением советского строя Средняя Азия быстрыми темпами из страны примитивно аграрной превращается в аграрно-индустриальную. Развитие промышленности и транспорта требует прежде всего создания энергетической базы.

При установке на использование местного топлива добыча каменного угля за три года с 1930 по 1933 г. должна возрасти с 381 до 3.600 тысяч тонн, а нефтетоплива с 39,6 до 330 тыс. тонн¹, т. е. почти в 10 раз, а к концу второй пятилетки добыча угля должна подняться до 7—9 миллионов тонн. Столь напряженное состояние на топливном фронте, помимо других экономических соображений, заставляет форсировать исследовательскую работу по гелиоэнергетике, базирующейся на неисчерпаемых мощностях солнечной энергии.

Одной из отраслей сельского хозяйства, потребляющих энергию, является сушка плодов, овощей и других продуктов. По производству сушеных плодов Средняя Азия занимает первое место в Союзе.

Точных цифр мы здесь не можем иметь, т. к. большое количество сухофруктов, главным образом кишмиша, потребляется на местах производства но представление о масштабе дает, например, цифра вывоза сухофруктов из Средней Азии в 1915 году в размере 50.871 тонны по данным железных дорог².

В перспективах общесоюзного планирования народного хозяйства Средняя Азия намечена как основной район по производству сушеных плодов. В соответствии с этим по проекту Госплана УзССР³ площадь садов во второй пятилетке составит в одном только Узбекистане 72.800 га, а площадь виноградников будет доведена до 57.100 га. Считая урожай плодов по 8 тонн с га, получаем возможный урожай в 582.400 тонн, а при урожае винограда в 9 тонн с га сбор составит 513.900 тонн.

По данным ВСНХ за 1924 год в обработку в среднем идет 80,9% винограда и 82,5% плодов, т. е. в обработку (почти исключительно сушку) должно пойти 480.480 тонн плодов и 415.745 тонн винограда, а всего около 900.000 тонн.

¹ Всесоюзный Энергетический Комитет. Изв. Русск. Топливоснабжение Средней Азии 1931 г.

² Мушкатини.—Сушка плодов и овощей. 1931 г. Стр. 31.

³ Государственная плановая комиссия УзССР. Узбекистан во вторую пятилетку. Стр. 73.

Так как при огневой сушке топлива требуется приблизительно 25% веса сырых фруктов¹, то на производство сухофруктов в одном только Узбекистане потребовалось бы в год 125.000 тонн условного топлива, а фактического топлива еще больше.

Другие республики Средней Азии предъявляют подобные же требования. Требования эти поступят, конечно, при условии, если от примитивного способа сушки на солнце колхозы и совхозы перейдут к более совершенному методу огневой сушки, дающей высококачественный продукт, удовлетворяющий требованиям снабжения внутри СССР и экспорта. Помимо эффекта со стороны борьбы за качество продукции, искусственная сушка имеет преимущества применения механизации производства, а, следовательно, сокращения рабсилы в период полевых работ, что весьма существенно, т. к. сушка носит остро-сезонный характер.

Существует не мало конструкций огневых сушилок, более или менее удовлетворяющих своему назначению, но, с одной стороны, постройка их требует обычно заводского выполнения с применением меди и других металлов и рассчитывать на первоочередность постройки их едва ли будет правильно, а, с другой стороны, эксплуатация их требует большого количества топлива. Все эти соображения и прямые запросы плодо-овощных организаций побудили сектор агрометеорологии приняться за постройку летом текущего года опытной гелиосушки. Так как Узгимену приходится прокладывать в этом направлении новые пути, то на объединенных технических совещаниях секторов агрометеорологии и гелиоэнергетики выяснилось, что для проектирования гелиосушки необходимо предварительно срочно произвести ориентировочные исследования. Именно, в первую очередь следует выяснить вопрос об оптимальном наклоне плоскости приемника к горизонту при различной ориентировке относительно стран света.

Выполнение этой части работы взял на себя сотрудник сектора гелиоэнергетики—С. М. Горленко (глава 2 настоящей статьи).

Вторая задача—исходя из некоторой, наиболее вероятной величины используемой в приемнике солнечной энергии и учитывая технические условия процесса сушки, проектируемую суточную производительность сушилки, тепловой баланс в приемнике и сушилке, метеорологические условия Самарканда и принятые на совещаниях конструктивные детали всей установки, выявить потребную площадь застекленной поверхности приемника солнечной энергии.

Эта часть работы выполнена сотрудником сектора гелиоэнергетики—В. В. Письменным (гл. 1, 3, 4, 5 настоящей статьи). Расчет вентилятора (гл. 6) выполнен научным сотрудником сектора гелиоэнергетики—Г. В. Воронович. Результаты этих работ излагаются ниже. Опытную гелиосушку на Зеравшанской Зональной Агрометеорологической станции Узгименна решено было построить применительно к варианту застекленной поверхности с наклоном к плоскости горизонта на $42^{\circ}16'$ и поворотом по азимуту от точки юга на $74^{\circ}54'$.

2. Расчет ориентировки приемника и количества получаемой энергии.

Установка спроектирована сектором агрометеорологии из двух основных частей—приемника солнечной энергии и самой сушилки, куда нагретый воздух приходит из приемника и высушивает фрукты.

При расчете приемника пришлось руководиться следующими заданиями.

Гелиосушка должна была сушить главным образом урюк и виноград. Сентябрь месяц в Средней Азии есть разгар сезона сушки винограда;

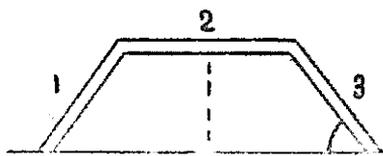
¹ Проф. А. Лялин.—Овощи, плоды, ягоды. 1925. Стр. 61.

поэтому количество приходящей энергии следует считать в Самарканде для сентября месяца. В случае сушки урюка и других фруктов в летнее время, условия сушки окажутся более благоприятными.

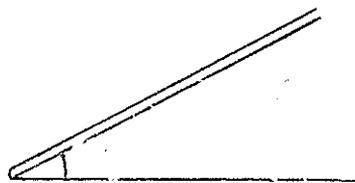
Далее существенно то обстоятельство, что не требуется очень большого нагрева в некоторый короткий промежуток времени, ибо сушилке не справиться с большим количеством тепла.

Важнее возможность более длительной работы. Это достигается ориентированием установки с наклоном к горизонту в сторону юга и поворотом по азимуту на восток и на запад.

Поэтому был разработан проект, по которому приемник был наклонен к горизонту на некоторый угол и обращен к югу, и боковые части его были загнуты на восток и запад на углы ψ . Тогда разрезы с запада на восток и с севера на юг изображаются соответственно чертежами 1 и 2.



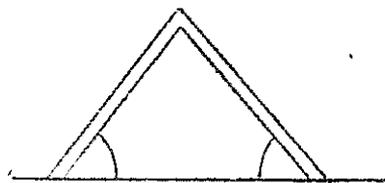
Черт. 1.



Черт. 2.

Потом решено было, во избежание чрезмерного нагрева в полуденные часы, плоскость 2, обращенную на юг (см. черт. 1), упразднить и сделать приемник двухскатным, согласно черт. 3, с общим наклоном всей установки к югу.

Вследствие требования срочного расчета гелиосушилки фруктов во избежание потери рабочего сезона на 1932 г., расчеты ориентирования приемника относительно стран света и наклона его к горизонтальной поверхности не могли быть проведены систематически для всех возможных случаев через определенные интервалы углов. Пришлось ограничиться лишь некоторыми вариантами и их просчитать.



Черт. 3.

Для учета количества лучистой энергии, падающей на приемник, рассматривалось отдельно количество энергии падающей через каждый застекленный скат.

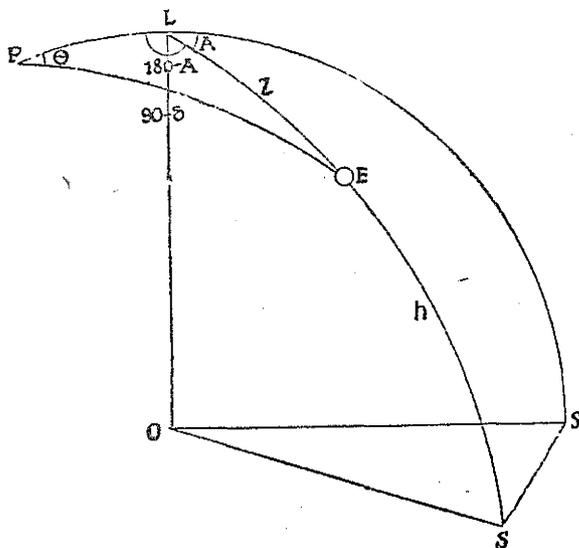
Тогда совместное рассмотрение нагрева от совокупности различных плоскостей, независимо от конструкции приемника и числа его скатов, сводится к рассмотрению отдельных элементов—плоскостей.

Сперва было рассмотрено количество лучей, доходящих до плоской поверхности приемника при различном ее положении, а затем уже находилось количество энергии, проходящей внутрь приемника. Некоторые вычисления были приближенные с допущениями, о которых будет сказано при изложении методов расчета.

Радиация на поверхность, перпендикулярную солнечным лучам, дает наибольшие возможные величины солнечной энергии, падающей на приемник. Осуществление подобного приемника потребовало бы устройства поворотного приспособления и явилось бы экономически совершенно нецелесообразным.

Этот расчет представляет то значение, что он дает верхние пределы величин радиаций и сумм тепла, которые можно получить на единице поверхности.

Пусть солнце находится в положении E на небесной сфере (черт. 4), L—зенит, P—полюс мира; тогда $\angle SLE$ есть азимут солнца A, $\angle LPE$ есть часовой угол Θ , PL есть дополнение до 90° широты местности, PE есть дополнение до 90° склонения солнца и Z—зенитное расстояние солнца.



Черт. 4.

По формулам сферической тригонометрии для треугольника PLE имеем зависимости:

$$\begin{aligned} \cos Z &= \cos(90^\circ - \varphi) \cdot \cos(90^\circ - \delta) + \sin(90^\circ - \varphi) \cdot \sin \varphi \cdot \cos \theta; \\ \sin Z \cos(180^\circ - A) &= \sin(90^\circ - \varphi) \cdot \cos(90^\circ - \delta) - \\ &\quad - \cos(90^\circ - \varphi) \sin(90^\circ - \delta) \cos \theta \\ \frac{\sin Z}{\sin \theta} &= \frac{\sin(90^\circ - \delta)}{\sin(180^\circ - A)}. \end{aligned}$$

Вводя вместо Z высоту солнца $h = 90^\circ - Z$ имеем:

$$\frac{1}{m} = \sin h = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \theta \quad (1)$$

$$\cos h \cos A = -\cos \varphi \sin \delta + \sin \varphi \cos \delta \cos \theta \quad (2)$$

$$c \sin h \sin A = \sin \theta \cos \delta \quad (3)$$

В моменты восхода и захода солнца $\sin h = 0$ и, следовательно,

$$-\cos \theta = \tan \varphi \tan \delta \quad (4)$$

Радиация на перпендикулярную поверхность I_n вычисляется по видоизмененной формуле Кастрова-Савинова

$$I_n = I_0 \left(\frac{\pi}{\pi_0} \right)^2 \frac{1}{1 + cm} \quad (5)$$

где $I_0 = 1,89$ соляр (т. е. гр.—кал. на 1 см.^2 в 1 минуту) есть солнечная постоянная, π_0 —средний годичный параллакс $8''{,}80$, π —параллакс в момент наблюдения, m —масса атмосферы, которая равна $\frac{1}{\sin h}$; c есть функция прозрачно-

и $\frac{1-p}{p}$, где прозрачность p полагаем $0,75$ и $c = 1/3$.

Обоснования к выбору формулы (5) и $\rho = 0,75$ разобраны в статье „К вопросу о методе вычисления теоретического солнечного кадастра УзССР“.

Радияция I_n на горизонтальную поверхность, дающая минимальные суммы солнечной энергии, выразится

$$I_n = I_n \sin h \dots \dots \dots (6)$$

Суточный кадастр вычисляется графическим интегрированием.

Количество радиации на горизонтальную поверхность выражает минимальное количество радиации по сравнению с поверхностью, наклоненной под некоторым углом к горизонту и обращенной к югу с целью увеличения радиации.

Таким образом, данные величины радиации и сумм энергии являются наибольшими для перпендикулярной поверхности и наименьшими для горизонтальной.

Далее были рассчитаны радиации и суммы тепла для приемника, наклоненного под углом ξ к горизонту и обращенного к югу, при чем ξ бралось $15^\circ, 25^\circ$ и 35° .

Расчет радиации производится для этих случаев на основании следующих соображений.

Пусть приемник ODD¹ (черт. 5) наклонен под углом ξ к горизонту и обращен к югу.

Тогда перпендикуляром к плоскости приемника является не вертикальная линия OL, а линия OL', составляющая с ней угол ξ . E—положение солнца на небесной сфере. EL = Z есть зенитное расстояние солнца, угол L'LE = A есть азимут солнца, L'E = Z' есть расстояние от положения солнца на небесной сфере, до точки пересечения перпендикуляра к поверхности с небесной сферой, которое условимся называть „квизизенитным“ расстоянием солнца при соответствующем наклоне приемника.

Угол LL'E = γ понадобится для вычисления приемника со вторым поворотом на запад или восток.

Имеем $LL' = SD = \xi$; $LE = Z = 90^\circ - h$; $L'E = Z' = 90^\circ - h'$;

$\cos z' = \cos z \cos \xi + \sin z \sin \xi \cos A$ и

$$\frac{\sin z}{\sin \gamma} = \frac{\sin z'}{\sin A}$$

или $\sin h^1 = \sin h \cos \xi + \cos h \sin \xi \cos A \dots \dots \dots (7)$

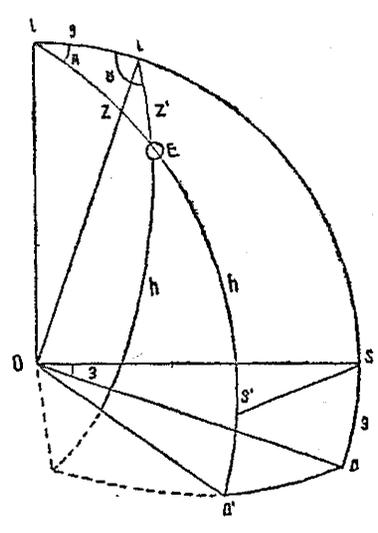
$$\sin \gamma = \frac{\cos h \sin A}{\cos h'} \dots \dots \dots (8)$$

$$\cos h^1 \cos \gamma = \sin \xi \sin h - \cos \xi \cos h \cos A \dots \dots (9)$$

$$I_m = I_n \sin h' \dots \dots \dots (10)$$

Здесь I_m есть радиация на поверхность, наклоненную под углом ξ к горизонту и обращенную на юг.

Пусть приемник состоит из трех поверхностей, из коих одна наклонена на угол ξ к горизонту и обращена к югу, а другие две после этого наклона



Черт. 5.

еще повернуты к востоку и к западу на угол ψ . Тогда приемник находится в положении ODD'' (черт. 6).

В этом случае перпендикуляром к плоскости приемника является линия OL'', составляющая с OL' угол.

В сферическом треугольнике L'L'E имеем $L'E = z' = 90^\circ - h'$; $L'L'' = \pm \psi$; $L''E = z'' = 90^\circ - h''$; угол $L''L'E = \gamma - 90^\circ$.

Из треугольника получаем

$$\cos z'' = \cos \psi \cos z' \pm \sin \psi \sin z' \cos (\gamma - 90^\circ)$$

или

$$\sin h'' = \cos \psi \sin h' \pm \sin \psi \cos h' \sin \gamma \dots (11)$$

Обозначая радиации на боковые части солнечного приемника через $I_{в1}$ и $I_{в2}$, получаем

$$I_{в1} = I_n \operatorname{Sinh}''_1 \dots (12)$$

$$I_{в2} = I_n \operatorname{Sinh}''_2 \dots (13)$$

Если поверхность наклонную на юг не ставить, то получится двускатный приемник — на восток и запад.

Если желательно вычислить горизонтальные координаты полюса приемника L'', то требуется определить z_L и A' или $h_L = 90^\circ - z_L$ и A'.

$$\cos z_L = \sin h_L = \cos \psi \cos \xi (14)$$

$$\sin A' = \frac{\sin \psi}{\sin z_L} = \frac{\sin \psi}{\cos h_L} \dots (15)$$

В расчетах принимались два случая:

а) $\xi = 15^\circ, \psi = 30^\circ$, тогда $h_{L,30} = 56^\circ 46'$;

в) $\xi = 15^\circ, \psi = 40^\circ$, тогда $h_{L,40} = 47^\circ 43',5$;

называя через ξ истинный наклон к горизонту, т. е. $90^\circ - h_L$, имеем наклон на азимут:

а) $\xi' = 33^\circ 14'$, $A'_{30} = \pm 65^\circ 51'$

в) $\xi' = 42^\circ 16',5$; $A'_{40} = \pm 74^\circ 54'$.

Наконец, явилось нужным просчитать случай, важный для использования утренней и вечерней радиации, дающий большую продолжительность рабочего времени установки. Для этого следовало наклонить приемник так, чтобы солнце в 9 час. утра посылало лучи, перпендикулярные поверхности приемника.

Для 16 сентября в Самарканде в 9 ч. высота солнца $h = 35^\circ 7'$ и азимут $59^\circ 42'$. Поэтому был просчитан вариант приемника, наклоненного к горизонтальной поверхности на угол $\xi = 55^\circ$ и повернутого по азимуту от направления на юг на угол $\psi = 60^\circ$.

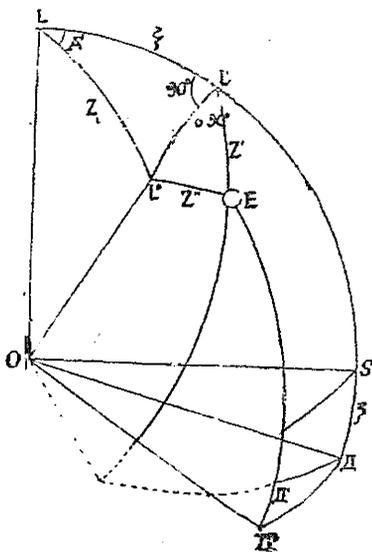
Пусть на черт. 7 угол $L'LN = \psi$ есть поворот по азимуту, $LE = z$ — зенитное расстояние солнца; угол $ELN = A$ — азимут солнца, $LN = LL' = \xi$ — угол наклона установки относительно горизонта. Тогда имеем:

$$\cos z' = \cos \xi \cos z + \sin \xi \sin z \cos (\psi - A)$$

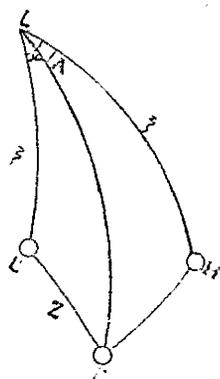
или

$$\sin h' = \cos \xi \sin h + \sin \xi \cos h \cos (\psi - A) \dots (16)$$

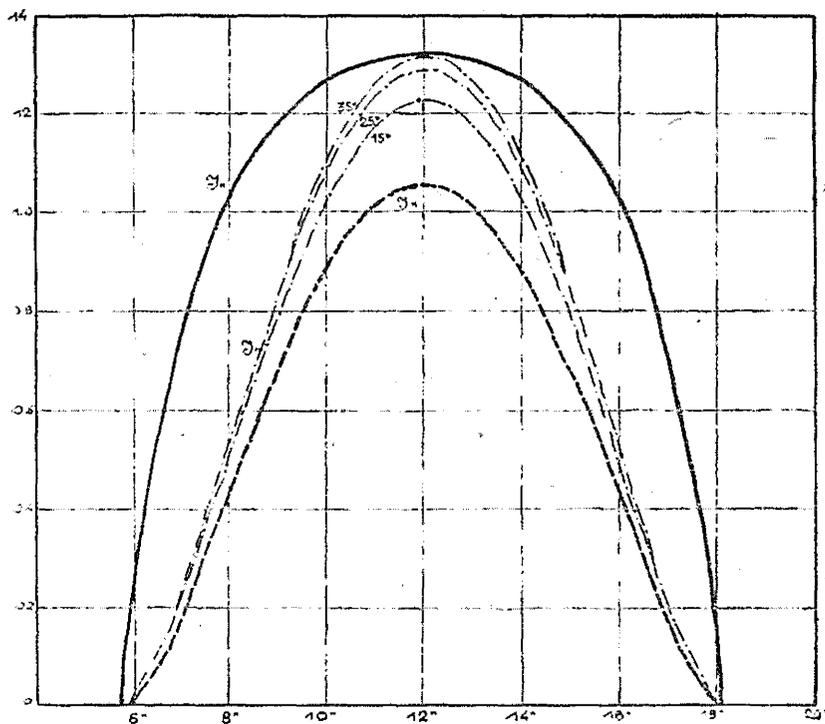
$$I_E = I_n \sin h' \dots (17)$$



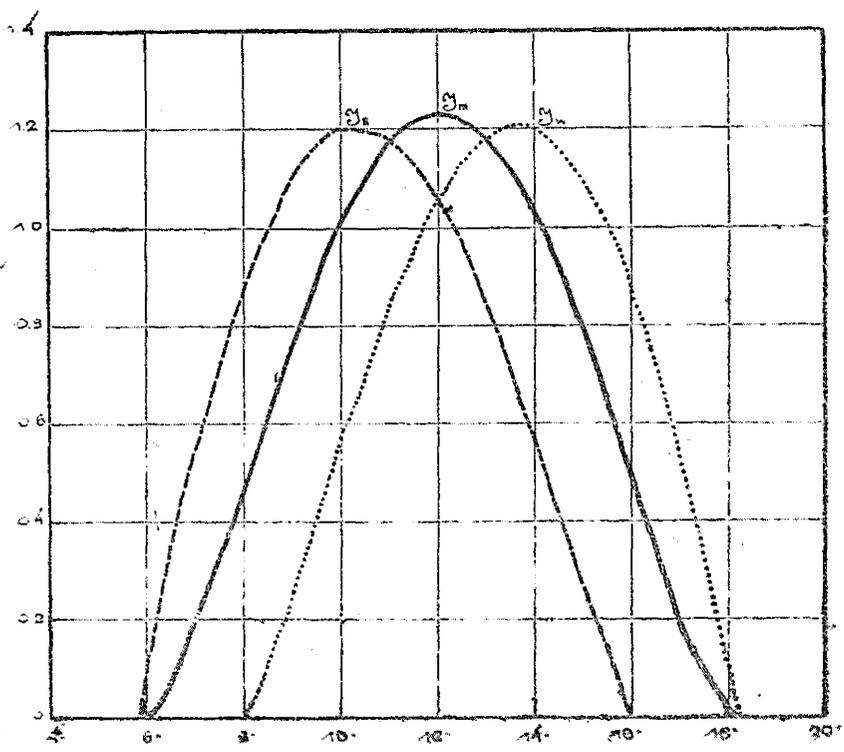
Черт. 6.



Черт. 7



Черт. 8.

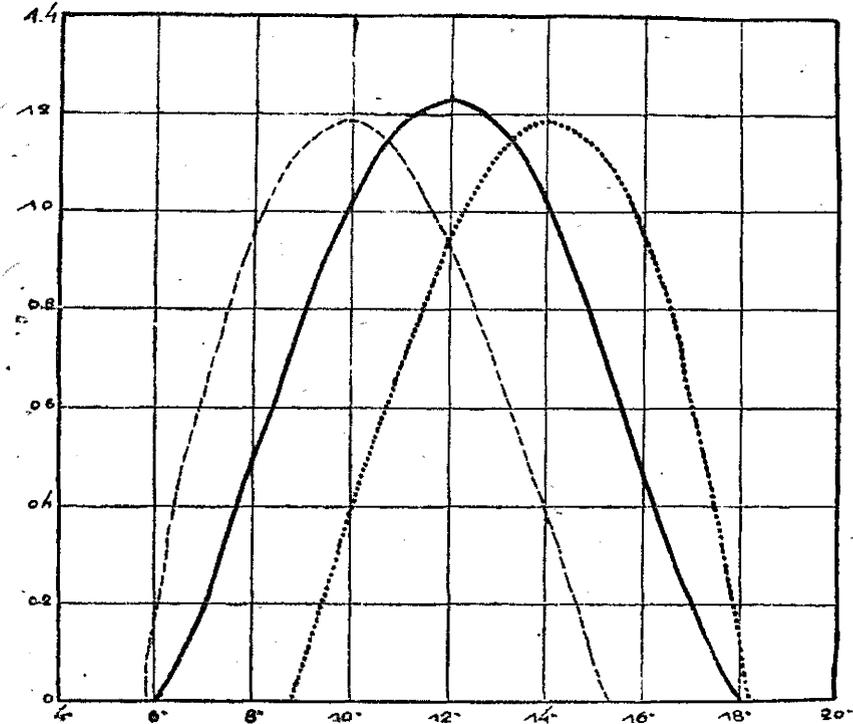


Черт. 9.

На черт. 8 приведен сравнительный ход радиации в течение дня. I_N — для поверхности, перпендикулярной солнечным лучам, I_H — для поверхности горизонтальной, I_m — для поверхностей, обращенных, на юг и наклоненных к горизонту под углами 15° , 25° и 35° .

На черт. 9 даны графики суточного хода радиации; I_m — для поверхности, наклоненной под углом 15° и обращенной на юг, I_E — для той же поверхности, повернутой вокруг оси OL' к востоку на 30° , I_W — для той же поверхности, повернутой вокруг оси OL' к западу на 30° .

На черт. 10 изображены графики, аналогичные графикам черт. 9, но с поворотами вокруг оси OL' на 40° .



Черт. 10.

Изменения хода радиации в солярах (т. е. в малых калориях на 1 см.^2 в мин.), падающей в теч. суток, на поверхн приемника, приведены в табл. I (см. стр. 11).

В этой таблице требуется ввести поправки на отражение от верхней поверхности стекла, на многократное отражение внутри стекла и на потери.

Величины поправок на отражение r от верхней поверхности стекла по Френелю выражаются для различных углов падающих лучей с перпендикуляром к поверхности для показателя преломления $n = 1,52$ в следующих цифрах.

Таблица II.

| Угол с перпендикуляром | r Френеля в % | Угол с перпендикуляром | r Френеля в % |
|------------------------|-----------------|------------------------|-----------------|
| 0° | 4,0 | 65° | 11,0 |
| 30° | 4,0 | 70° | 17,8 |
| 40° | 4,8 | 75° | 26,0 |
| 50 | 5,7 | 80° | 39 |
| $55'$ | 6,7 | 85° | 59 |
| 60' | 8,9 | 90° | 100 |

Таблица 1.

Таблица радиации в солярах, падающей на поверхность приемника солнечной энергии, вычисленная на 16 сентября по формуле
 Гастрова-Савинова с коэффициентом прозрачности 0,75 для г. Самарканда.

| №№ по по- ряд. | Род расположения установки. | 6 ^h | 7 ^h | 8 ^h | 9 ^h | 10 ^h | 11 ^h | 12 ^h | 13 ^h | 14 ^h | 15 ^h | 16 ^h | 17 ^h | 18 ^h | |
|----------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------|----------------|----------------|----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-------|
| 1 | Перпендикулярно солнцу | 0,161 | 0,764 | 1,037 | 1,183 | 1,264 | 1,306 | 1,319 | 1,306 | 1,261 | 1,183 | 1,037 | 0,764 | 0,161 | |
| 2 | Горизонтально | 0,005 | 0,176 | 0,432 | 0,681 | 0,882 | 1,011 | 1,056 | 1,011 | 0,882 | 0,681 | 0,432 | 0,176 | 0,005 | |
| 3 | Наклон 15° к горизонту | } установка обра- щена к югу | 0,003 | 0,095 | 0,492 | 0,784 | 1,020 | 1,172 | 1,225 | 1,172 | 1,020 | 0,784 | 0,492 | 0,195 | 0,003 |
| 4 | Наклон 25° к горизонту | | 0,002 | 0,208 | 0,514 | 0,823 | 1,074 | 1,236 | 1,293 | 1,236 | 1,074 | 0,823 | 0,514 | 0,208 | 0,002 |
| 5 | Наклон 35° к горизонту | | 0,001 | 0,200 | 0,521 | 0,838 | 1,095 | 1,261 | 1,319 | 1,261 | 1,095 | 0,838 | 0,521 | 0,200 | 0,001 |
| 6 | Наклон 15° к югу и поворот к востоку 30°, т. е. наклон к горизонту 33°14' и по азимуту 65°51' к востоку | 0,083 | 0,538 | 0,875 | 1,096 | 1,199 | 1,184 | 1,061 | 0,846 | 0,568 | 0,261 | 0 | 0 | 0 | |
| 7 | Наклон к горизонту 33°14' и по азимуту к западу 65°51' | 0 | 0 | 0 | 0,261 | 0,568 | 0,846 | 1,061 | 1,184 | 1,199 | 1,096 | 0,875 | 0,538 | 0,083 | |
| 8 | Средняя радиация на 6 и 7 | 0,042 | 0,269 | 0,438 | 0,679 | 0,884 | 1,015 | 1,061 | 1,015 | 0,884 | 0,679 | 0,438 | 0,269 | 0,042 | |
| 9 | Наклон к горизонту 42°16,5' и поворот по азимуту к востоку 74°54' | 0,133 | 0,623 | 0,954 | 1,137 | 1,187 | 1,115 | 0,938 | 0,681 | 0,376 | 0,063 | 0 | 0 | 0 | |
| 10 | Наклон к горизонту 42°16,5' и поворот по азимуту к западу 74°54' | 0 | 0 | 0 | 0,063 | 0,376 | 0,681 | 0,938 | 1,115 | 1,187 | 1,137 | 0,954 | 0,623 | 0,133 | |
| 11 | Средняя радиация на 9 и 10 | 0,067 | 0,312 | 0,477 | 0,600 | 0,782 | 0,898 | 0,938 | 0,898 | 0,782 | 0,600 | 0,477 | 0,312 | 0,067 | |
| 12 | Наклон к горизонту 55° и по азимуту к востоку на 60° | 0,115 | 0,664 | 1,004 | 1,183 | 1,220 | 1,130 | 0,930 | 0,650 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | |
| 13 | Наклон к горизонту 55° и по азимуту к западу на 60° | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0,650 | 0,930 | 1,130 | 1,220 | 1,183 | 1,004 | 0,664 | 0,115 | |

Вышеприведенная таблица 1 дает величины радиации, доходящей до поверхности приемника согласно астрономических расчетов.

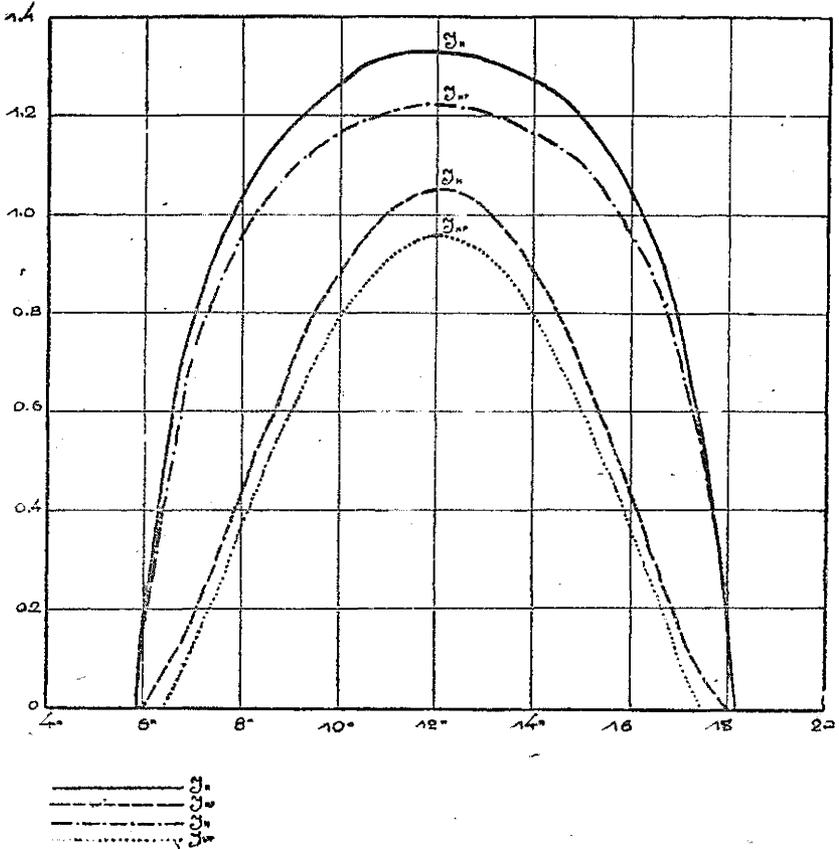
Если назвать отражение всей пластинки, с учетом отражения от нижней поверхности через r' и прохождения через пластинку через d' , то согласно исследования проф. А. М. Титова

$$r' = r \left[1 + \frac{e^{-2\beta} (1-r)^2}{1-r^2 e^{-2\beta}} \right] \dots \dots \dots (18)$$

$$d' = \frac{(1-r)^2 e^{-\beta}}{1-r^2 e^{-2\beta}} \dots \dots \dots (19)$$

при чем $\beta = \alpha x$, где x — длина пути луча в пластинке и α — коэффициент поглощения.

Следовало бы учесть многократное отражение от всех стекол и отброшенную назад энергию, но коэффициент поглощения стекла, который войдет в формулы, чрезвычайно неопределенный. Вычисление затруднительно. Можно идти ориентировочным путем, предполагая, что коэффициент поглощения равен нулю. В таком случае можно учесть отражение в 1-м стекле, что даст грубо ориентировочную цифру на все многократные отражения.



Черт. 11.

- I_N — ход радиации на перпендикулярной поверхности
- - - - - $I_N p$ — ход радиации после прохождения через стекло
- · - · - I_h — ход радиации на горизонтальную поверхность
- · · · · $I_h p$ — ход радиации после прохождения через стекло

Вследствие неопределенности величины β полагаем ее равной 0 и получим приближенно

$$r' = r \left[1 + \frac{(1-r)^2}{1-r^2} \right] \dots \dots \dots (20)$$

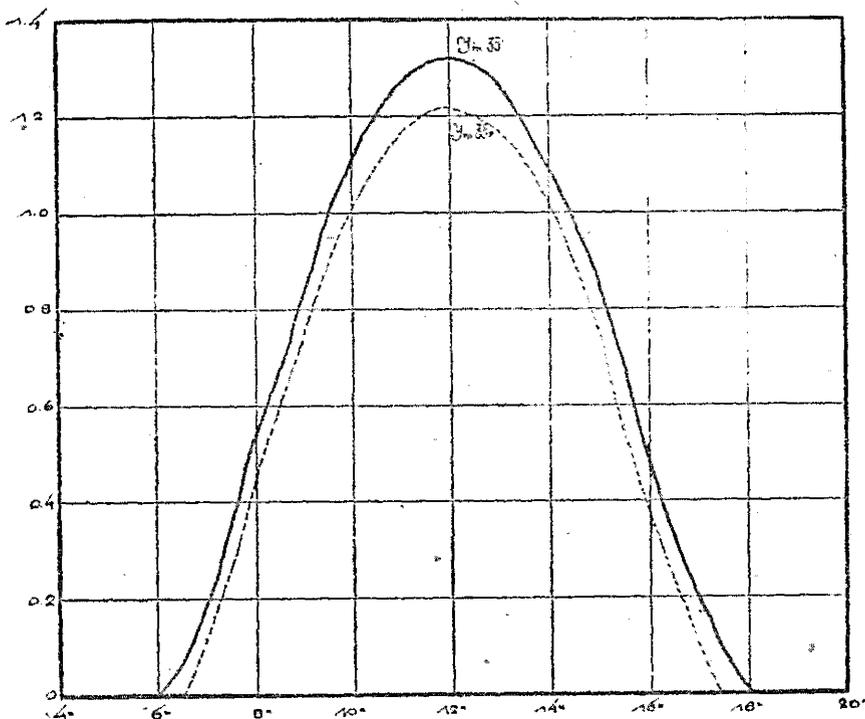
$$d' = \frac{(1-r)^2}{1-r^2} \dots \dots \dots (21)$$

Введение поправок на отражение и на прохождение радиации через пластинку дает таблицу III радиации, проникшей внутрь приемника.

Чертежи 11, 12 и 13 наглядно иллюстрируют, какая доля солнечной энергии теряется, при допущенных условиях, после прохождения через прозрачную стеклянную пластинку.

На черт. 11 подобное сравнение сделано для приемника, перпендикулярного солнечным лучам, и для приемника горизонтального; на черт. 12 для приемника, наклоненного под углом 35° и обращенного к югу; на черт. 13 для приемника, наклоненного под углом 55° и повернутого по азимуту на 60° к востоку и к западу.

Ориентировочная величина потерь при 80° приемника и 23° средней температуры для сентября месяца в городе Самарканде может быть принята равной 0,3 соляра (см. ниже в конце главы 5).



Черт. 12.

В эти потери входят теплопроводность противоположной стеклам стороны, излучение сквозь стекла и потери сквозь боковые стены, но без прососов.

Тогда величины радиации, могущие быть введенными в сушилку, выражаются в цифрах, приведенных в таблице IV.

Таблица III.

Величины радиации, прошедшей через прозрачную пластинку внутрь приемника.

| № по порядку | Род расположения установки | 6 ^h | 7 ^h | 8 ^h | 9 ^h | 10 ^h | 11 ^h | 12 | 13 | 14 | 15 ^h | 16 ^h | 17 ^h | 18 ^h | | |
|--------------|----------------------------------------------------------------------------|--------------------------|--------------------------|----------------|----------------|-----------------|-----------------|-------|-------|-------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-------|---|
| 1 | Перпендикулярно солнцу | 0,149 | 0,706 | 0,958 | 1,093 | 1,163 | 1,207 | 1,219 | 1,207 | 1,168 | 1,093 | 0,958 | 0,706 | 0,149 | | |
| 2 | Горизонтально | 0 | 0,094 | 0,364 | 0,596 | 0,795 | 0,919 | 0,965 | 0,919 | 0,795 | 0,596 | 0,364 | 0,094 | 0 | | |
| 3 | Установка обра- щена с югу | наклон 15° к горизонту . | 0 | 0,113 | 0,406 | 0,701 | 0,931 | 1,083 | 1,132 | 1,083 | 0,931 | 0,701 | 0,406 | 0,113 | 0 | |
| 4 | | | наклон 25° к горизонту . | 0 | 0,126 | 0,429 | 0,741 | 0,990 | 1,142 | 1,195 | 1,142 | 0,990 | 0,741 | 0,429 | 0,126 | 0 |
| 5 | | | наклон 35° к горизонту . | 0 | 0,118 | 0,436 | 0,755 | 1,012 | 1,165 | 1,219 | 1,165 | 1,012 | 0,755 | 0,436 | 0,118 | 0 |
| 6 | Наклон к горизонту 33°14' и поворот по азимуту 65°51' к востоку | 0,070 | 0,484 | 0,805 | 1,013 | 1,108 | 1,094 | 0,970 | 0,756 | 0,462 | 0,135 | 0 | 0 | 0 | | |
| 7 | Наклон к горизонту 33°14' и поворот по азимуту 65°51' к западу | 0 | 0 | 0 | 0,135 | 0,462 | 0,756 | 0,970 | 1,094 | 1,108 | 1,013 | 0,806 | 0,484 | 0,070 | | |
| 8 | Средняя радиация из 6 и 7 | 0,035 | 0,242 | 0,403 | 0,574 | 0,785 | 0,925 | 0,970 | 0,925 | 0,785 | 0,574 | 0,403 | 0,242 | 0,035 | | |
| 9 | Наклон к горизонту 42°16'5 и поворот по азимуту к востоку 74°51' | 0,120 | 0,571 | 0,881 | 1,051 | 1,097 | 1,028 | 0,846 | 0,577 | 0,240 | 0,091 | 0 | 0 | 0 | | |
| 10 | Наклон к горизонту 42°16'5 и поворот по азимуту к западу 74°51' | 0 | 0 | 0 | 0,091 | 0,240 | 0,577 | 0,846 | 1,028 | 1,097 | 1,051 | 0,881 | 0,571 | 0,120 | | |
| 11 | Средняя радиация из 9 и 10 | 0,060 | 0,286 | 0,441 | 0,571 | 0,669 | 0,803 | 0,846 | 0,803 | 0,669 | 0,571 | 0,441 | 0,286 | 0,060 | | |
| 12 | Наклон к горизонту 55° и поворот по азимуту к востоку 60° | 0,103 | 0,613 | 0,928 | 1,093 | 1,127 | 1,044 | 0,837 | 0,543 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | | |
| 13 | Наклон к горизонту 55° и поворот по азимуту к западу 60° | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0,543 | 0,837 | 1,044 | 1,127 | 1,093 | 0,928 | 0,613 | 0,103 | | |

Таблица IV.

| № по порядку | Род расположения установки | 6 ^h | 7 ^h | 8 ^h | 9 ^h | 10 ^h | 11 ^h | 12 ^h | 13 ^h | 14 ^h | 15 ^h | 16 ^h | 17 ^h | 18 ^h | | |
|--------------|-----------------------------------------------------------------------------|----------------|----------------------------------|----------------|----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|---|---|
| 1 | Перпендикулярно солнцу | 0 | 0,406 | 0,658 | 0,793 | 0,868 | 0,907 | 0,919 | 0,907 | 0,868 | 0,793 | 0,658 | 0,406 | 0 | | |
| 2 | Горизонтально | 0 | 0 | 0,064 | 0,296 | 0,495 | 0,619 | 0,665 | 0,619 | 0,495 | 0,296 | 0,064 | 0 | 0 | | |
| 3 | Установка обра- щена к югу | } | наклон 15° к горизонту | 0 | 0 | 0,106 | 0,401 | 0,631 | 0,783 | 0,832 | 0,783 | 0,631 | 0,401 | 0,106 | 0 | 0 |
| 4 | | | наклон 25° к горизонту | 0 | 0 | 0,129 | 0,441 | 0,690 | 0,842 | 0,895 | 0,842 | 0,690 | 0,441 | 0,129 | 0 | 0 |
| 5 | | | наклон 35° к горизонту | 0 | 0 | 0,136 | 0,455 | 0,712 | 0,865 | 0,919 | 0,865 | 0,712 | 0,455 | 0,136 | 0 | 0 |
| 6 | Наклон к горизонту 33°14' и поворот по азимуту 65°51' к востоку | 0 | 0,184 | 0,505 | 0,713 | 0,808 | 0,794 | 0,670 | 0,456 | 0,162 | 0 | 0 | 0 | 0 | | |
| 7 | Наклон к горизонту 33°14' и поворот по азимуту 65°51' к западу | 0 | 0 | 0 | 0 | 0,162 | 0,456 | 0,670 | 0,794 | 0,808 | 0,713 | 0,505 | 0,184 | 0 | | |
| 8 | Средняя радиация на 6 и 7 | 9 | 0,092 | 0,253 | 0,357 | 0,485 | 0,625 | 0,670 | 0,625 | 0,485 | 0,357 | 0,253 | 0,092 | 0 | | |
| 9 | Наклон к горизонту 42°16',5 и поворот по азимуту 74°24' к востоку | 0 | 0,271 | 0,581 | 0,751 | 0,797 | 0,728 | 0,546 | 0,277 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | | |
| 10 | Наклон к горизонту 42°16',5 и поворот по азимуту 74°64' к западу | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0,277 | 0,546 | 0,728 | 0,797 | 0,751 | 0,581 | 0,271 | 0 | | |
| 11 | Средняя радиация на 9 и 10 | 0 | 0,136 | 0,291 | 0,376 | 0,399 | 0,503 | 0,546 | 0,503 | 0,399 | 0,376 | 0,291 | 0,136 | 0 | | |
| 12 | Наклон к горизонту 55° и поворот по азимуту 60° к востоку | 0 | 0,313 | 0,628 | 0,793 | 0,827 | 0,744 | 0,537 | 0,243 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | | |
| 13 | Наклон к горизонту 55° и поворот по азимуту 60° к западу | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0,243 | 0,537 | 0,744 | 0,827 | 0,793 | 0,628 | 0,313 | 0 | | |

Если взять данные таблиц I, III и IV и произвести по чертежам графическое интегрирование, то площади, ограниченные отрезком по оси абсцисс, соответствующем данному промежутку времени, линиями параллельными оси ординат, и отрезаемым ими отрезком кривой изменения радиации дадут величины сумм тепла.

Из таблицы I получится графическим интегрированием таблица V.

Суммы радиаций в мал. кал. на 1 см²

| №№ по порядку | Расположение установки | Ч а с о в ы е | | | | | | | | |
|---------------|----------------------------------------------------------------------------|------------------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|---------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|------|------|
| | | До 6 ^h | 6 ^h -7 ^h | 7 ^h -8 ^h | 8 ^h -9 ^h | 9 ^h -10 ^h | 10 ^h -11 ^h | 11 ^h -12 ^h | | |
| 1 | Перпендикулярно солнцу | 0,8 | 29,6 | 54,2 | 66,6 | 73,4 | 76,9 | 78,4 | | |
| 2 | Горизонтально | 0 | 5,0 | 17,0 | 33,2 | 47,3 | 57,1 | 62,4 | | |
| 3 | установка } обращена } к югу } | наклон 15° к горизонту | 0 | 5,5 | 19,7 | 38,6 | 54,1 | 65,4 | 72,4 | |
| 4 | | | наклон 25° к горизонту | 0 | 5,2 | 20,9 | 39,6 | 57,2 | 69,9 | 76,1 |
| 5 | | | наклон 35° к горизонту | 0 | 4,4 | 21,7 | 40,9 | 58,5 | 71,2 | 77,6 |
| 6 | Наклон к горизонту } 33°14' и поворот по } азимуту 65°51' } | к востоку . | 0 | 17,8 | 42,6 | 59,3 | 69,5 | 71,7 | 67,4 | |
| 7 | | | к западу . | 0 | 0 | 0 | 7,9 | 24,9 | 42,5 | 57,4 |
| 8 | Средняя величина из 6 и 7 | 0 | 8,9 | 21,3 | 33,6 | 47,2 | 57,1 | 62,4 | | |
| 9 | Наклон к горизонту } 42°16'5 и поворот по } азимуту 74°54' } | к востоку . | 0 | 20,8 | 48,5 | 63,4 | 70,1 | 69,6 | 62,9 | |
| 10 | | | к западу . | 0 | 0 | 0 | 0,7 | 13,1 | 31,7 | 49,2 |
| 11 | Средняя величина из 9 и 10 | 0 | 10,4 | 24,3 | 32,0 | 41,6 | 50,8 | 56,0 | | |
| 12 | Наклон к горизонту } 55° и поворот по азим- } муту 60° } | к востоку . | 0,8 | 26,2 | 51,1 | 66,4 | 72,5 | 70,8 | 62,0 | |
| 13 | | | к западу . | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 8,7 | 47,8 |

Последняя графа „Процент приема энергии“ указывает, какой процент энергии падает с энергией, падающей на единицу поверхности приемника, расположенного перпендикулярно

Из таблицы III получается графическим интегрированием таблица VI.

приходящие к приемнику в ясный день.

Таблица V.

| с у м м ы р а д и а ц и й | | | | | | | Q сут. в мал. квал. | Процент приема энергии |
|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|--------------------------|---------------------------|------------------------------|
| 12 ^h -13 ^h | 13 ^h -14 ^h | 14 ^h -15 ^h | 15 ^h -16 ^h | 16 ^h -17 ^h | 17 ^h -18 ^h | после 18 ^h | | |
| 78,4 | 76,9 | 73,4 | 66,6 | 54,2 | 29,6 | 0,8 | 759,8 | 100 |
| 62,4 | 37,1 | 47,3 | 33,3 | 17,0 | 5,0 | 0 | 444,0 | 58 |
| 72,4 | 65,4 | 54,1 | 38,6 | 19,7 | 5,5 | 0 | 511,4 | 67 |
| 76,1 | 69,9 | 57,2 | 39,6 | 20,9 | 5,2 | 0 | 537,8 | 71 |
| 77,6 | 71,2 | 58,5 | 40,9 | 21,7 | 4,4 | 0 | 548,6 | 72 |
| 57,4 | 42,5 | 24,9 | 7,9 | 0 | 0 | 0 | 461,0 | 61 |
| 67,4 | 71,4 | 69,5 | 59,3 | 42,6 | 17,8 | 0 | 461,0 | 61 |
| 62,4 | 57,1 | 47,2 | 33,6 | 21,3 | 8,9 | 0 | 461,0 | 61 |
| 49,2 | 31,7 | 13,1 | 0,7 | 0 | 0 | 0 | 430,0 | 57 |
| 62,9 | 69,6 | 70,1 | 63,4 | 48,5 | 20,8 | 0 | 430,0 | 57 |
| 56,0 | 50,8 | 41,6 | 32,0 | 24,3 | 10,4 | 0 | 430,2 | 57 |
| 47,8 | 8,7 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 406,3 | 53 |
| 62,0 | 70,8 | 72,5 | 66,4 | 51,1 | 26,8 | 0,8 | 406,3 | 53 |

на единицу наружной поверхности приемника при данной его ориентировке по сравнению с солнечным лучам.



Суммы радиаций в мал. кал. на 1 см², попадающие а

| №№ по порядку | Расположение установки | Ч а с о в ы е | | | | | | | |
|---------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|---------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|------|
| | | До 6 ^h | 6 ^h -7 ^h | 7 ^h -8 ^h | 8 ^h -9 ^h | 9 ^h -10 ^h | 10 ^h -11 ^h | 11 ^h -12 ^h | |
| 1 | Перпендикулярно солнцу | 0,7 | 27,8 | 50,7 | 61,9 | 68,1 | 71,2 | 72,7 | |
| 2 | Горизонтально | 0 | 2 0 | 13 5 | 29 1 | 42 3 | 51 8 | 56 7 | |
| 3 | Установка } обращена } к югу } наклон к горизонту 15° наклон к горизонту 25° наклон к горизонту 35° | 0 | 3,0 | 14,7 | 33,3 | 49,5 | 61,7 | 66,8 | |
| 4 | | 0 | 3,3 | 16,2 | 34,8 | 51 9 | 64 4 | 70,7 | |
| 5 | | 0 | 2 5 | 16,1 | 35,3 | 52,1 | 65,8 | 71,8 | |
| 6 | Наклон к горизонту } 33°14' и поворот по } азим. 65°51' } | к востоку . | 0 | 16,7 | 38 4 | 54,7 | 63 8 | 66 5 | 62,2 |
| 7 | | | к западу . | 0 | 0 | 0 | 1 7 | 18,5 | 36,6 |
| 8 | Средняя величина из 6 и 7 | 0 | 8,4 | 19,2 | 28,2 | 41 3 | 51 6 | 57,4 | |
| 9 | Наклон к горизонту } 42°16,5' и поворот по } азимуту 74°54' } | к востоку . | 1 | 20,8 | 44,0 | 58,7 | 64,8 | 64,1 | 56 7 |
| 10 | | | к западу . | 0 | 0 | 0 | 1,0 | 9,8 | 30 8 |
| 11 | Средняя величина из 9 и 10 | 0,5 | 10,4 | 22,0 | 29,8 | 37,3 | 47,5 | 50,1 | |
| 12 | Наклон к горизонту } 55° и поворот по ази- } муту 60° } | к востоку | 0,7 | 23 8 | 47,2 | 60 7 | 66 9 | 65,9 | 57 2 |
| 13 | | | к западу . | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 5 8 |

Последняя графа „Процент вложения энергии“ указывает, какой процент энергии,

Из таблицы IV получается графическим интегрированием таблица VII.

приемник через стекло в ясный сентябрьский день

Таблица VI.

| с у м м ы р а д и а ц и и | | | | | | | Q сут. в мал. кал. | Процент вхождения энергии |
|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|--------------------------|--------------------------|---------------------------------|
| 12 ^h -13 ^h | 13 ^h -14 ^h | 14 ^h -15 ^h | 15 ^h -16 ^h | 16 ^h -17 ^h | 17 ^h -18 ^h | после 18 ^h | | |
| 72,7 | 71,2 | 68,1 | 61,9 | 50,7 | 27,8 | 0,7 | 706,2 | 93 |
| 56,7 | 51,8 | 42,3 | 29,1 | 13,5 | 2,0 | 0 | 390,8 | 88 |
| 66,8 | 61,7 | 49,5 | 33,3 | 14,7 | 3,0 | 0 | 458,0 | 90 |
| 70,7 | 64,4 | 51,9 | 34,8 | 16,2 | 3,3 | 0 | 482,6 | 90 |
| 71,8 | 65,8 | 52,1 | 35,3 | 16,1 | 2,5 | 0 | 487,2 | 89 |
| 52,5 | 36,6 | 18,5 | 1,7 | 0 | 0 | 0 | 411,6 | 89 |
| 62,2 | 66,5 | 63,8 | 54,7 | 38,4 | 16,7 | 0 | 411,6 | 89 |
| 57,4 | 51,6 | 41,3 | 28,2 | 19,2 | 8,4 | 0 | 412,2 | 89 |
| 43,5 | 30,8 | 9,8 | 1,0 | 0 | 0 | 0 | 395,2 | 92 |
| 56,7 | 64,1 | 64,8 | 58,7 | 44,0 | 20,8 | 1 | 395,2 | 92 |
| 50,1 | 47,5 | 37,3 | 29,8 | 22,0 | 10,4 | 0,5 | 395,2 | 92 |
| 41,9 | 5,8 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 370,1 | 91 |
| 57,2 | 65,9 | 66,9 | 60,7 | 47,2 | 23,8 | 0,7 | 370,1 | 91 |

пришедшей за сутки к наружной поверхности приемника проникает внутрь его

Суммы радиаций в малых калориях на 1 см², могущие быть

| №.№ по порядку | Расположение установки | Ч а с о в ы е | | | | | | |
|----------------|-------------------------------------------------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|---------------------------------|----------------------------------|------|------|
| | | 6 ^h -7 ^h | 7 ^h -8 ^h | 8 ^h -9 ^h | 9 ^h -10 ^h | 10 ^h -11 ^h | | |
| 1 | Перпендикулярно солнцу | 10,9 | 32,7 | 43,9 | 50,1 | 53,2 | | |
| 2 | Горизонтально | 0 | 0,4 | 11,1 | 24,3 | 33,8 | | |
| 3 | Установка обращена к югу . | наклон к горизонту | 15° | 0 | 1,1 | 15,3 | 31,5 | 43,7 |
| 4 | | | 25° | 0 | 1,5 | 16,8 | 33,9 | 46,4 |
| 5 | | | 35° | 0 | 1,6 | 17,3 | 34,1 | 47,8 |
| 6 | Наклон к горизонту 33°14' и поворот по азимуту 65°51' | к востоку | | 1,4 | 20,4 | 36,7 | 45,8 | 48,5 |
| 7 | | | к западу | 0 | 0 | 0 | 2,6 | 18,6 |
| 8 | Средняя величина из 6 и 7 | | | 0,7 | 10,2 | 18,4 | 24,2 | 33,5 |
| 9 | Наклон к горизонту 42°16',5 и поворот по азимуту 74°54' | к востоку | | 5,0 | 26,0 | 40,7 | 46,8 | 46,1 |
| 10 | | | к западу | 0 | 0 | 0 | 0 | 13,0 |
| 11 | Средняя величина из 9 и 10 | | | 2,5 | 13,0 | 20,4 | 23,4 | 29,5 |
| 12 | Наклон к горизонту 55° и поворот по ази- муту 60° | к востоку | | 6,1 | 29,2 | 42,7 | 48,9 | 47,9 |
| 13 | | | к западу | 0 | 0 | 0 | 0 | 1,1 |

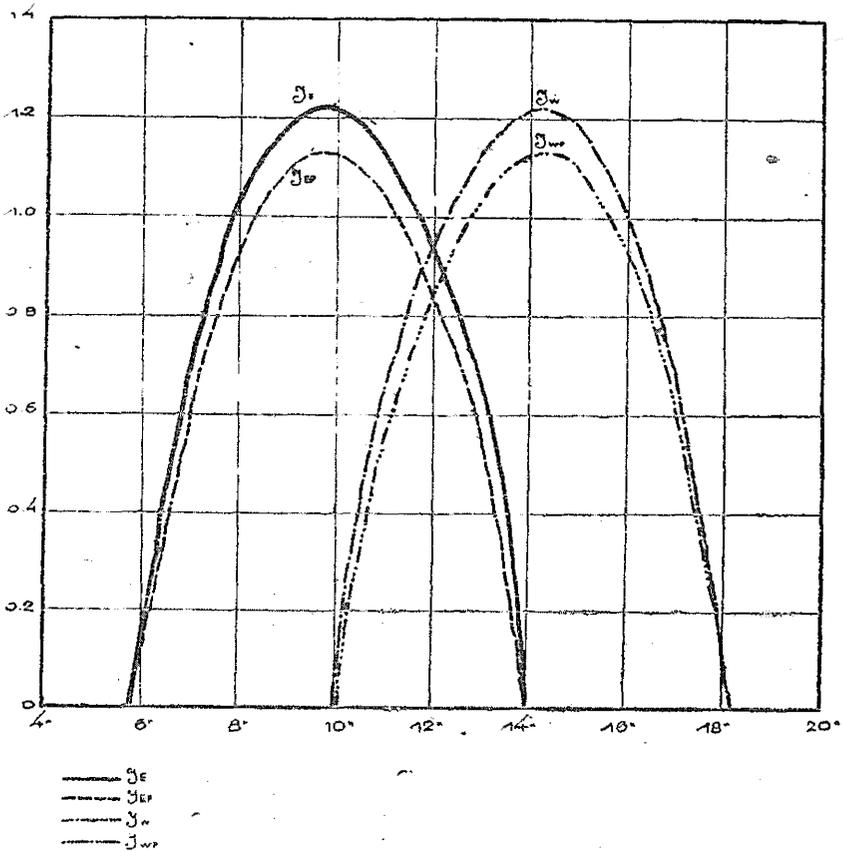
Последняя графа „Коэффициент полезного действия приемника“ показывает, какой про-
 Таким образом, мы видим, что при всех вариантах, кроме невыгодных к южных перпен-
 вследствие малого количества падающей энергии, при прохождении через стекло теряется около

полезно использованными для сушки.

Таблица VII.

| с у м м ы р а д и а ц и й | | | | | | | Q сут. в мал. ккал. | Кэфф. полезного действия приемника в процентах |
|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|---------------------------|------------------------------------------------------------|
| 11 ^h -12 ^h | 12 ^h -13 ^h | 13 ^h -14 ^h | 14 ^h -15 ^h | 15 ^h -16 ^h | 16 ^h -17 ^h | 17 ^h -18 ^h | | |
| 54,7 | 54,7 | 53,2 | 50,1 | 43,9 | 32,7 | 10,9 | 491,0 | 65 |
| 38,7 | 38,7 | 33,8 | 24,3 | 11,1 | 0,4 | 0 | 216,6 | 49 |
| 48,8 | 48,8 | 43,7 | 31,5 | 15,3 | 1,1 | 0 | 289,8 | 57 |
| 52,7 | 52,7 | 46,4 | 33,2 | 16,8 | 1,5 | 0 | 302,6 | 56 |
| 53,8 | 53,8 | 47,8 | 34,1 | 17,3 | 1,6 | 0 | 314,0 | 57 |
| 44,2 | 34,5 | 18,6 | 2,6 | 0 | 0 | 0 | 252,7 | 55 |
| 34,5 | 41,2 | 48,5 | 45,8 | 36,7 | 20,4 | 1,4 | 252,7 | 55 |
| 39,4 | 39,4 | 33,5 | 24,2 | 18,4 | 10,2 | 0,7 | 252,8 | 55 |
| 38,7 | 25,5 | 13,0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 241,8 | 56 |
| 25,5 | 38,7 | 46,1 | 46,8 | 40,7 | 26,0 | 5,0 | 241,8 | 56 |
| 32,1 | 32,1 | 29,5 | 23,4 | 20,4 | 13,0 | 2,5 | 241,8 | 56 |
| 39,2 | 23,9 | 1,1 | 0 | 0 | 0 | 0 | 239,0 | 59 |
| 23,9 | 39,2 | 47,9 | 48,9 | 42,7 | 29,2 | 6,1 | 239,0 | 59 |

цент энергии, падающей на приемник, может быть уведен в гелиосушку, дуккулярного, вследствие непомерной дороговизны поворотного устройства и горизонтального, 10% энергии и на потери в приемнике еще 30-35%, итого 40-45% падающей радиации.



Черт. 13

- J_e — радиация при $\xi = 55^\circ$ и $\varphi = 60^\circ$ к востоку
- $J_{e.p}$ — радиация, прошедшая через стекло
- . - . - J_w — радиация при $\xi = 55^\circ$ и $\varphi = 60^\circ$ к западу
- - - - - $J_{w.p}$ — радиация, прошедшая через стекло

3. Расчет площади приемника солнечной энергии

Технология процесса сушки фруктов и овощей имеет различные варианты, поэтому отправные условия для расчета площади гелиоприемника согласованы с сектором агрометеорологии, именно:

1. Сушилка намечается для одновременной нагрузки $P = 400$ кг.
2. Выход сухеных фруктов для Самаркандского района принимается равным $a' = 25\%$.
3. Готовый продукт сушки должен содержать влаги $a = 30\%$.
4. Температура воздуха, поступающего из нагревателя (приемника солнечной энергии) в сушильную камеру, равна $t_1 = 80^\circ$.
5. Температура воздуха, прошедшего сушильную камеру и выходящего наружу, равна $t_2 = 38^\circ$.
6. Средняя температура наружного воздуха, входящего в нагреватель, равна $t_3 = 23^\circ$.

Из всего периода работы сушилки менее благоприятны температурные условия в сентябре. Поэтому для расчета взята приблизительная средняя дневная температура для сентября и притом для времени функционирования сушилки от $8\frac{1}{2}$ часов до 17 часов, т.е. за 8-часовой рабочий день.

7. Средняя относительная влажность наружного воздуха принята равной $a_1 = 50\%$.

8. Теплоемкость (удельная) сухой составной части сушеных фруктов принята равной

$$c = 0,6 \frac{\text{к. кал.}}{\text{кг.}}$$

9. Квадратный метр застекленной поверхности приемника получает в среднем $q = 5$ кг.-калорий в минуту, которые могут быть утилизированы.

10. Сушильная камера имеет вид канала, застекленного снаружи, так что представляет собою тоже приемник тепла. Однако, вследствие невыгодного расположения плоскостей стекла, считается ориентировочно, что воспринимаемой энергии достаточно только для компенсации тепловых потерь камеры в окружающее пространство.

Физическая сущность процесса сушки заключается в следующем. Прежде всего влажный холодный наружный воздух нагревают до возможно высокой, технологически допустимой температуры. На нагревание 1 м^3 воздуха затрачивается Q к. кал. тепла. Относительная влажность его при этом сильно понижается. Поступив в сушильную камеру, воздух нагревает сырой материал и при этом происходит испарение из него воды. По мере прохождения в камере воздух охлаждается, обогащается парами, но все же температура выходящего влажного воздуха выше первоначальной температуры наружного воздуха, следовательно, он бесполезно уносит с собой часть тепла, затраченного на нагревание его, q_2 кал. на каждый куб. метр вошедшего в нагреватель воздуха с теми парами воды, которые в нем содержались.

Тепло, уносимое вновь образовавшимися парами, учитывается особо. Именно, вместо воды, содержащейся в ненагретых (при t_3°) фруктах, мы имеем выходящий пар при температуре t_2° . Разница в теплосодержании пара при t_2° и воды при t_3° составит бесполезную потерю тепла. Продукт сушки также выходит нагретым и бесполезно уносит с собой часть тепла (Q_1 кал. на продукцию, полученную из 1 кг сырых фруктов) и, наконец, часть тепла q_1 кал. затрачивается на самый процесс испарения воды из 1 кг . сырых фруктов.

Рассмотрим подробнее все стадии теплового баланса применительно к конкретным условиям конструируемой сушилки в Самарканде.

Если среднее атмосферное давление для Самарканда принять равным $h = 700$ мм, то вес G 1 м^3 воздуха, входящего в нагреватель, при температуре $t_0 = 23^\circ$ и относительной влажности $a_1 = 50\%$ будет выражаться формулой

$$G = \frac{G_0 [h - (1 - d) \cdot b \cdot a_1]}{h_0 (1 + \alpha t_0)}$$

где G_0 — вес 1 м^3 воздуха при нормальных условиях (0° и 760 мм давления) равен $1,293$ кг., h_0 — нормальное давление, равное 760 мм, α — термический

коэффициент расширения газов $\left(\frac{1}{273}\right)$, b — абсолютная влажность насыщен-

ного воздуха при температуре t_0 ($b = 21,1^1$, выраженная в мм ртутного столба, и d — удельный вес водяного пара, который можно принять равным $0,623^2$).

¹ Раддиг — Формулы, таблицы, диаграммы для водяного пара. 1931. Стр. 66.

² Hütte — Справочник инженера. Т. I, стр. 768. Изд. 1931.

Формула эта получается из обычной формулы для плотности воздуха $D = D_0 \frac{h - \frac{3}{8} h'}{h_s (1 + \alpha t)}$, если абсолютную влажность воздуха h' , выраженную в мм, выразить через относительную влажность, обычно показываемую техническими гигрометрами.

$h' = b a_1$; $\frac{3}{8}$ есть приближенное значение $(1 - d) = 0,377$.

Подставляя соответствующие числовые величины, получим, что $G = 1,0921$ кг.

Этот влажный воздух содержит в себе водяной пар, вес которого G_D в 1 м^3 воздуха будет равен половине (т.к. $a_1 = 50\%$) удельного веса насыщенного водяного пара при той же температуре:

$$G_D = \frac{20,6}{2} = 10,3 \text{ г} = 0,0103 \text{ кг.}$$

Следовательно, вес сухого воздуха G_L в 1 м^3 входящего в нагреватель воздуха будет $G_L = G - G_D = 1,092 - 0,0103 = 1,0818$ кг.

На нагревание 1 м^3 этого воздуха при прохождении его через нагреватель потребуется тепла Q кг.-кал. для повышения его температуры от t_2° до t_1° .

$Q = [G_L C_L + G_D C_D] \cdot (t_1 - t_2)$, где C_L и C_D — соответственно удельные теплоемкости при постоянном давлении сухого воздуха и водяного пара.

Принимая $C_D = 0,462 \frac{\text{кал.}}{\text{кг.}}$, $C_L = 0,242 \frac{\text{кал.}}{\text{кг.}}$, как средние величины для тем-

ператур между 0° и 100° , и подставляя указанные числовые значения, получим $Q = [1,0818 \cdot 0,242 + 0,0103 \cdot 0,462] (80 - 23) = 15,194$ кал.

Из каждого кг. сырых фруктов получается $\frac{a_1}{100} = 0,25$ кг. сушеных фруктов, в которых содержится сухого вещества

$$p = \frac{a_1}{100} \cdot \left(1 - \frac{a}{100}\right) = 0,175 \text{ кг. и воды } p^1 = \frac{a_1}{100} \cdot \frac{a}{100} \text{ кг.} = 0,075 \text{ кг.}$$

Так как подлежащие сушке фрукты попадают в сушилку, имея температуру t_3 , и выходят из сушилки нагретыми до температуры t_2 , то, принимая теплоемкость сухого вещества равной c , найдем количество тепла, выносимого бесполезно сухофруктами из сушилки (на 1 кг. сырых фруктов), $Q_1 = [0,0001 \cdot a \cdot a_1 + c \cdot 0,01 a_1 (1 - 0,01 a)] (t_2 - t_3)$, или, при принятых частных значениях всех входящих в формулу величин: $Q_1 = [0,075 + 0,18] \cdot 15 = 2,7$ кал.

В этой формуле $0,0001 a a_1$ есть содержание воды в сухофруктах, полученных из 1 кг. сырых фруктов, а $0,01 a_1 \left(1 - \frac{a}{100}\right)$ — содержание сухого вещества.

Из каждого кг сырых фруктов потребуется выпарить p_2 кг воды, которая выйдет из сушилки в виде пара при температуре t_2° , на что потребуется затратить тепла q_1 кал. q_1 определится как разность между теплосодержанием p_2 кг пара при t_2° и теплосодержанием того же количества воды при t_3° . Беря величины теплосодержания по таблице Молье³ и произведя интерполяцию, получим

$$q_1 = p_2 (612,6 - t_3) = \frac{100 - a_1}{100} (612,6 - t_3) = 442,2 \text{ кал.}$$

¹ Хвольсон. — Курс физики Т. I, стр. 327, изд. 1923.

² Hütte — Т. I, 1931 г., стр. 511 и 512.

³ А. А. Раддинг — Таблицы диаграммы вод. пара. 1931 стр. 71

Так как воздух, выходящий из сушилки, имеет температуру t_2 выше той, которую он имел при входе в нагреватель (t_3), то он будет уносить с собой количество тепла q_2 на 1 м^3 входящего воздуха. Так как для определения Q были взяты средние значения удельных теплоемкостей в пределах от t_3 до

$$t_1, \text{ а } t_2 \text{ лежит между ними, то находим } q_2 = Q \frac{t_2 - t_3}{t_1 - t_3} = 15,194 \cdot \frac{15}{57} = 3,998 \text{ кал.} = \approx 4 \text{ кал.}$$

Следовательно, из полученного в нагревателе тепла Q 1 м^3 воздуха может отдать на процесс сушки Q_1 кал. $Q_1 = Q - q_2 = 15,194 - 3,998 = 11,196$ кал.

На высушивание 1 кг. сырых фруктов требуется тепла

$$Q_3 = Q_1 + q_1 = 2,7 + 442,2 = 444,9 \text{ кал.}$$

Следовательно, на высушивание 1 кг сырых фруктов потребуется воздуха

$$v = \frac{Q_3}{Q_1} = \frac{444,9}{11,196} = 39,737 \text{ м}^3, \text{ а всего на сушку } 400 \text{ кг. фруктов } 15895 \text{ м}^3$$

воздуха, т.е. в среднем по 33 м^3 в минуту.

Из всей мощности солнечной энергии, падающей на приемник, мы ориентировочно приняли количество утилизируемой энергии равным $i = 5$ кал. с квадратного метра в минуту. Отсюда получаем, что 1 м^2 за 8 часов может дать нагретого воздуха $v_1 \text{ м}^3$.

$$v_1 = \frac{i \cdot 60 \cdot 8}{Q} = \frac{5 \cdot 60 \cdot 8}{15,194} = 157,96 \text{ м}^3.$$

Для высушивания всей загружаемой в сушилку порции сырых фруктов P в течение одного восьмичасового дня потребуется приемник солнечной энергии площадью S

$$S = P \cdot \frac{v}{v_1} = \frac{400 \cdot 39,737}{157,96} = 100,6 \text{ м}^2.$$

Влажность выходящего из сушильной камеры воздуха можно рассчитать следующим образом:

Из 1 кг. сырых фруктов выпаривается p_2 кг воды, которая в виде пара уносится в $v \text{ м}^3$ проходящего через сушилку воздуха. Кроме того, 1 м^3 воздуха содержит в себе $a_1 \cdot b_1$ г пара, где b_1 есть вес водяного пара, насыщающего 1 м^3 воздуха при температуре t_3 .

Следовательно, в 1 м^3 выходящего воздуха будет содержаться водяного пара

$$b_1 a_1 + \frac{p_2}{v} = 20,6 \cdot 0,50 + \frac{0,75}{39,737} \cdot 1000 = 10,3 + 18,87 = 29,19 \text{ г.}$$

Т.к. в 1 м^3 насыщенного пара при $t_2 = 38^\circ$ содержится $46,3 \text{ г.}$

пара, то относительная влажность будет $\frac{29,19}{46,3} \cdot 100 = 62,8\%$.

Так как технологические условия допускают большую влажность выходящего воздуха и в особенности более высокую температуру выходящего из сушилки воздуха, то для повышения коэффициента полезного действия следует применить систему повторной циркуляции воздуха в сушильной камере и нагревателе.

Так как в формуле (23) для потери через дно i_3 есть линейная функция t_1 , то для получения среднего значения i_3 можно подставить в формулу среднее значение t_1 . Из таблицы VIII (t_1) $\text{сред.} = \frac{\sum t_1}{n} = 92,23$.

Коэффициент общей теплопроводности k определится по формуле

$$k = \frac{1}{\frac{\Delta}{\lambda} + \frac{\Delta_1}{\lambda_1} + \frac{\Delta_2}{\lambda_2}} \dots \dots \dots (32)$$

которая получится из формулы для двухслойной стенки¹ распространением ее на трехслойную стенку.

Здесь Δ , Δ_1 , Δ_2 — толщина слоев опилок, камыша и глиняной смазки, λ , λ_1 и λ_2 их коэффициенты теплопроводности, при чем $\lambda = 0,052^2$, $\lambda_1 = 0,04^3$, $\lambda_2 = 0,4^4$.

Подставляя соответствующие значения, получаем

$$k = \frac{1}{\frac{0,1}{0,052} + \frac{0,04}{0,04} + \frac{0,02}{0,4}} = 0,3364.$$

Что касается t_3 — температуры внешней поверхности дна приемника, то с большей долей вероятности можно полагать, что она в среднем будет ниже средней дневной температуры, т. е. 23° , считая, что дно приемника лежит на сухом насыпном грунте. В действительности мы имеем здесь сложный динамический процесс смены различного рода тепловых потоков, которые определяются ходом температуры внутренней поверхности дна приемника в течение круглых суток, теплоемкостями изолирующих материалов и почвы, теплопроводностью почвы.

Дно приемника днем продолжительное время подвергается сильному нагреванию и тепло это передается почве, которая хорошо защищена от ночных теплопотерь.

Вследствие этого следует полагать, что в почве будет происходить некоторое накопление тепла и поэтому мы принимаем ее приблизительно равной средней дневной температуре, а не средней суточной. Более точно эта температура может быть определена или детальным расчетом, или на основании экспериментальных данных. Подставляя все найденные величины в выражение для теплопотери i_3 , получаем

$$i_3 = 0,3364 (92,23 - 23) \cdot 1 \cdot \frac{1}{60} = 0,388 \dots \dots \dots (33)$$

кг-калорий с квадратного метра в минуту.

Определим теплопотери через боковые стенки.

Боковые стенки состоят из двух частей: во-первых, из деревянного короба толщиной δ_1 около 3 см. и высотой между стеклом и нагревающим дном приемника $l_1 = 5$ см., за которым находится слой древесных опилок толщиной $\delta = 10$ см., и во-вторых, — из боковой обвязки рам стекления толщиной $\delta_2 = 5$ см. и высотой $l_2 = 5 \cdot 2 = 10$ см.; за последней находится слой опилок треугольного сечения толщиной наверху равной нулю, а внизу $\delta = 10$ см. Обозначим теплопотери короба i_4' и обвязки i_4'' .

$$i_4' = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_2'} + \frac{\delta_1}{\lambda_3} + \frac{\delta}{\lambda}} F \cdot T(t_1 - t_3)^5 \dots \dots \dots (39)$$

¹ Меркель. — Основы теплопередачи. 1929. Стр. 22.

² Справочник технич. энциклопедии. Т. 111.

³ Фдюгге. — Теплые жилые постройки. 930.

⁴ Нормы германского объединения индустрии центрального отопления. 1931 г. Стр. 19.

⁵ Меркель. — Основы теплопередачи. 1929 г. Стр. 277.

Коэффициент теплопередачи от воздуха к дереву α_2^1 определим, как среднюю величину из значений α_2 таблицы VIII; $\alpha_2 = 26,8$.

Так как ширина приемника 2 метра, то на каждый кв. метр застекления приходится по 1 погонному метру боковой поверхности, и площадь $F = 0,05 \cdot 1 = 0,05 \text{ м}^2$, то беря $\lambda = 0,052$ и $\lambda_3 = 0,14^1$.

$$i_4' = \frac{1}{\frac{1}{26,8} + \frac{0,03}{0,14} + \frac{0,1}{0,052}} (80 - 23) \cdot 0,05 \cdot \frac{1}{60} = 0,0218$$

ккал. калорий с погонного метра в минуту.

$$i_4'' = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_2'} + \frac{\delta_2}{\lambda_3} + \frac{\delta}{2\lambda}} F \cdot T(t_1' - t_3)$$

Здесь в знаменателе $\frac{\delta}{2}$ есть средняя толщина слоя опилок треугольного сечения: наверху 0, внизу δ ; $\frac{0 + \delta}{2} = \frac{\delta}{2}$.

Так как воздух между стеклами неподвижен, то для α_2' берем значение 5,3 из формулы $\alpha = 5,3 + 3,6w$ при $w = 0$ и за температуру t_1' этого воздуха принимаем среднюю между температурами внутри приемника и снаружи $t_1' = \frac{t_1 + t_3}{2}$. Площадь F берем опять на 1 погонный метр боковой обвязки

$$i_4'' = \frac{1}{\frac{1}{5,3} + \frac{0,05}{0,14} + \frac{0,05}{0,052}} (0,1 \cdot 1) \cdot \frac{1}{60} \cdot \left(\frac{80 + 23}{2} - 23 \right) = 0,0319 \text{ кг. кал.}$$

на погонный метр в минуту.

Всего $i_4 = i_4' + i_4'' = 0,0218 + 0,0319 = 0,0537$ кг. кал. в минуту.

5. Теплопотери через застекленную поверхность.

Литература не дает пока достаточного материала для вычисления этой теплопотери. Поэтому автором производится в настоящее время исследование, имеющее целью выяснить зависимость теплопотерь нагретой поверхности от числа защитных стекол, расстояния между ними и циркуляции воздуха. Из имеющегося экспериментального материала для трехслойной стеклянной защиты зависимость между нагревом плоской поверхности (т.е. превышением ее температуры над температурой окружающего воздуха) и теплопотерями с 1 м² выражается графиком, изображенным на черт. 14.

Средняя температура дна определена в 92,2 С., следовательно, нагрев дна будет $92,2 - 23 = 69,2$.

По графику (черт. 14) нагреву 69,2 соответствует потеря 177 ватт с

1 кв. метра в сек., откуда $i_2 = \frac{177 \cdot 0,239 \cdot 60}{1000} = 2,532$ кг. кал.,

где 0,239 — термический эквивалент в г. калориях ватта в секунду.

Сложение всех теплопотерь дает

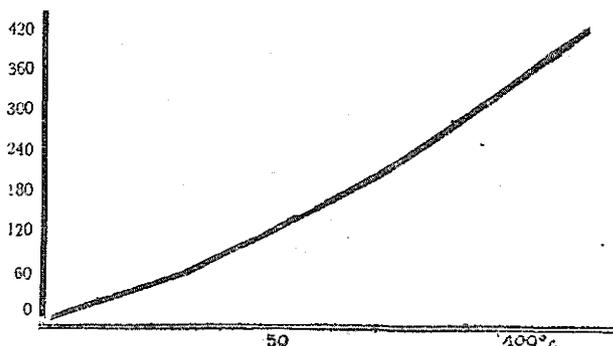
$i_1 = i_2 + i_3 + i_4 = 2,532 + 0,333 + 0,0537 = 2,97$ кг.-кал. с кв. метра в минуту.

К этим теплопотерям следует прибавить еще не учтенные теплопотери на углах и усиление теплопотерь в случае ветра.

¹ Hütte.—Т. I, стр. 485. Изд. 1931 г.

Но, с другой стороны, в баланс энергии не вошла рассеянная радиация проникающая в приемник и превращающаяся там в тепловую.

Кроме того, при расчете температура воздуха внутри приемника принималась равной 80°C .

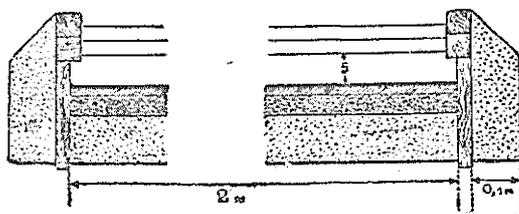


Чер. 14.

В действительности температура лишь постепенно, начиная от входного отверстия, будет подниматься до 80° , а соответственно этому теплотери будут меньше. Кроме того, не учтен эффект тепловых волн в нагревателе, который является одновременно и аккумулятором тепла.

Все эти соображения дают основание считать, что теплотери в нагревателе будут не более 3 кг. калорий с кв. метра в минуту, что и принято при составлении табл. IV и VII настоящего расчета.

Приведенный расчет показывает, что наибольшие потери при принятой конструкции дает застекление, являющееся, таким образом, наиболее слабым местом конструкции и, следовательно, на рационализацию застекления должно быть обращено особое внимание.



Чер. 15.

Более экономичной должна быть конструкция, по которой ток воздуха идет между дном и нагреваемым листом (черным) над дном гелиоприемника. На черт. 15 дан поперечный разрез приемника солнечной энергии.

6. Расчет вентиляции солнечного приемника и сушильной камеры гелиосушкилки.

Работа с гелиосушкой производилась в 1932 году на Зеравшанской Зональной Станции Узб. Гимеина.

Первоначальный вариант, по которому и был произведен данный расчет предусматривал циркуляцию воздуха исключительно за счет вентилятора.

Устройство вытяжной трубы не учитывалось и, следовательно, температурный напор не принимался во внимание.

Количество воздуха, при условии равной работы 2-х приемников, было принято 1000 м³/час или 0,2778 м/сек.

Для облегчения расчета гелиосушилка была условно подразделена на 4 части:

- а) приемник, непосредственно воспринимающий солнечные лучи;
- б) соединение приемника с одиночной трубой;
- в) одиночная труба, где помещен вентилятор;
- г) сушильная камера.

Расчет действующего напора произведен согласно условию

$$H \geq \Sigma (IR + Z) \dots \dots \dots (36)$$

где IR — произведение сопротивления трения на длину участка от входа воздуха в приемник до выхода из сушилки в мм водяного столба и Z — местное сопротивление в мм вод. столба.

Произведение IR является выражением приближенным, удобным для технических расчетов.

По существу сопротивление меняется в зависимости от сечения канала, скорости течения, градиента температуры.

Поэтому сопротивление трения следует выразить в виде $\int_0^1 R_1 dl$.

Принимая за R среднюю величину R₁, удовлетворяющую равенству

$$\int_0^1 R_1 dl = Rl, \text{ можно в формуле (36) написать вместо } \int_0^1 R_1 dl \text{ его значение } IR.$$

Под Z понимается сумма местных сопротивлений на том же участке, зависящих от формы и размеров приемника, труб и сушилки и выражающихся в завихрениях воздуха и пр.

Учет сопротивления трения произведен следующим образом. Количество протекающего воздуха в м³/сек. деленное на площадь данного сечения, дает скорость воздуха в данной точке участка.

Все расчеты производятся для круглых труб.

В установке гелиосушилки встречаются преимущественно прямоугольные трубы.

Для выполнения расчета эти трубы приводятся к трубам круглого сечения с равновеликим диаметром, под каковым понимается такой диаметр, при котором потеря напора на трение в круглой трубе диаметром в 2 г одинакова с потерей напора в канале прямоугольного сечения со сторонами этого сечения а и в.

$$\text{Равновеликий диаметр берется по формуле } 2r_p = \frac{2av}{a + v}$$

Полученные данные: v м³/сек. и 2r_p мм дают, по таблице расчета воздуходувных труб¹, сопротивление трения на 1 погонный м трубы в мм водяного столба.

Таким образом, при условии одновременной работы обеих половин приемника, сопротивления трения частей данной установки выражаются следующими цифрами.

Приемник $\Sigma_1 IR = 0,23$ мм вод. ст.

Части, соединяющие приемник с одиночной трубой $\Sigma_{II} IR = 0,08$ мм вод. ст.

Одиночная труба — $\Sigma_{III} IR = 0,01$ мм. вод. ст.

¹ Казанцев А. П. — Справочная книга по отоплению и вентиляции. Изд. 1932 г. Стр. 239.

Местные сопротивления гелвосушки

Таблица IX.

| № участка | Описание случая | ξ коэф.ф. местного сопрот. | $\Sigma \xi$ | Z мм. вод. столба |
|----------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------|--------------|-------------------------|
| I. Приемник. | | | | |
| 1 | Вход в отверстие с острыми краями | 0,5 | 0,5 | 0,05 |
| 2 | Внезапное расширение поперечного сечения с $f/f_1 = 0,5$, $v = 1,20$ | 0,25 | 2,5 | 0,25 |
| 3 | Внезапное сужение поперечного сечения с f_1/f при $f, f_1 = 0,65$; $v = 1,07$ | 0,20 | 2,0 | 0,10 |
| 4 | Внезапное расширение поперечного сечения с $f/f_1 = 0,65$ при $v = 1,07$ | 0,09 | 1,0 | 0,06 |
| 5 | Внезапное сужение поперечного сечения f_1 к f при $f, f_1 = 0,55$; $v = 1,26$ | 0,29 | 2,9 | 0,3 |
| | При условии равной работы два приемника дают $Z_I = 1,52$ мм. в. ст. | | | 0,76 |
| II. Соединение приемника с одиночной трубой. | | | | |
| 1 | Постепенное сужение плавно сходящимся конусом | 0,08 | | |
| 2 | Колено тупое в 135° безразличной формы поперечного сечения (Отнесено к скорости $v = 1,90$ м/сек.) | 0,30 | | |
| | Две соединительные трубы дают $Z_{II} = 0,2$ мм. вод. ст. | | 0,38 | 0,1 |
| III. Одиночная труба. | | | | |
| 1 | Двойная труба с наружным отклонением 135° при $v = 1,85$ | 1,00 | 1,00 | 0,2 |
| 2 | Постепенное сужение | 0,08 | 0,89 | 0,4 |
| 3 | Внезапное расширение поперечного сечения с $f, f_1 = 0,1$ (2 и 3. Отнесено к скорости $v = 2,52$). Местное сопротивление одиночной трубы $Z_{III} = 0,6$ мм. в. ст. | | | |
| IV. Сушильная камера. | | | | |
| 1 | Внезапное сужение поперечного сечения с f_1 к f при $f, f_1 = 0,05$ | 0,50 | 3,50 | 0,15 |
| 2 | Внезапное расширение поперечного сечения с $f/f_1 = 0,05$ (Отнесено к скорости $v = 0,8$ м сек.) | 0,90 | 6,30 | 0,23 |

Для сушильной камеры, при условии полной загрузки, имеем $Z_{IV} = 3,04$ мм. вод. столба.

Сушильная камера при условии полной загрузки (в 8 вагонеток) $\Sigma_{IV} IR = 0,19$ мм. вод. ст.

Общая сумма сопротивлений трения гелиосушилки $\Sigma IR = 0,51$ мм. вод. ст.

Сумма местных сопротивлений вычислена согласно прилагаемой таблице IX, вычисленной на основании таблицы 147 справочника Казанцева.

Общая сумма местных сопротивлений: $Z = 5,36$ мм. вод. столба.

Таким образом, согласно условию (36) получается $H \geq \Sigma (IR + Z) \geq 5,87$ мм. вод. столба, или, с округлением, следует принять действующий напор $H = 6$ мм. вод. столба.

Отсюда число киловатт, развиваемых мотором для передачи движения вентилятору посредством ремня, получается по формуле

$$N = \frac{L \cdot H \cdot 0,736}{75 \cdot \eta \cdot 0,85 \cdot 0,7} \text{ kw} \dots \dots \dots (37)$$

где L — объем воздуха, подаваемый вентилятором, в $\text{м}^3/\text{сек.}$,

H — создаваемый напор,

η — коэффициент полезного действия вентилятора (для винтовых вентиляторов $\eta = 0,2$),

0,85 — коэффициент полезного действия мотора,

0,7 — коэффициент преодоления сопротивления ремня,

0,736 — переводный коэффициент в киловатты.

Подсчет дает $N = 0,137$ kw или, округляя, $N = 140$ ватт,

Число оборотов вентилятора определяем по формуле

$$n = \frac{19,11 \cdot u}{D},$$

где u — скорость на окружности колеса, при чем

$$u = 10,08 \sqrt{H},$$

D — диаметр вентилятора в метрах.

Отсюда требуемое число оборотов вентилятора

$$n = 1242 \text{ оборота в минуту.}$$

W. Pismenny, S. Gorlenko, G. Woronowitch.

Exposé des élément du calcul et de la construction de sécheries pour les fruits par l'action de la chaleur solaire.

Les éléments du calcul théorique et de la construction d'une sécherie pour les fruits par la chaleur solaire sont élaborés par les auteurs. La première sécherie expérimentale fut bâtie à Samarkand par le Secteur d'Agrométéorologie. L'installation est immobile et comprend la séchée des fruits par l'air chauffé dans une sécherie à canal à la charge de 400 kgr de fruits crus par jour de huit heures.

En faisant varier l'orientation et l'inclinaison des surfaces receptrices de l'énergie solaire, on peut attribuer au régime de la quantité de la chaleur reçue un caractère desirable au point de vue économique et technologique.

Le calcul montre la raisonabilité absolue de l'application des sécheries par l'action de la chaleur solaire pour la séchée mécanisée. la charge des fruits n'y pouvant être inférieure à 4 kgr par 1 mètre carré du vitrage par jour. même au mois de septembre.

L'analyse de la balance calorique montre, que les pertes maximum sont produits au passage de chaleur à travers le vitrage.

La construction de la sécherie expérimentale en question par l'action de la chaleur solaire demande les perfectionnements, soit par la voie du choix d'une forme optimale du vitrage, soit en faisant passer un courant d'air chauffé entre la surface rayonnée et le fond du récepteur, soit par la voie de récirculation de l'air etc.

Secteur d'Hélioénergie.

ПРОФ. А. М. ТИТОВ.

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ И ТЕМПЕРАТУРЕ ТЕЛА, НАХОДЯЩЕГОСЯ В ПОТОКЕ ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ.

1. Введение.

Проблема об излучении и температуре тела, находящегося в потоке лучистой энергии, имеет существенное значение в некоторых прикладных научных дисциплинах: в теплотехнике, гелиотехнике и геофизике. В гелиотехнике ее значение основывается на следующем: при построении теории приемников солнечной энергии необходимо учесть, что по существу, при любой конструкции, приемник солнечной энергии есть совокупность тел, находящихся в потоках лучистой энергии различной плотности, тел—приобретающих в потоках лучистой энергии ту или иную температуру в зависимости от их физических свойств, и в свою очередь—излучающих энергию.

От температурного состояния частей приемника и излучаемой ими энергии зависят коэффициенты полезного действия и потери на излучение. Из этих соображений ясно, что проблема об излучении и температуре тела в потоке лучистой энергии является основной для построения теории приемников солнечной энергии. Следует отметить, что в настоящее время не имеется разработанной теории приемников солнечной энергии, имеются лишь начальные и грубые наброски в этой области.

Аналогично нетрудно найти целый ряд соображений, показывающих большое значение вышеуказанной проблемы в теплотехнике и геофизике.

Вся проблема в целом представляется весьма сложной как по трудностям теоретического характера, так и по объему. Настоящая работа имеет целью наметить пути разрешения основных вопросов проблемы и дать ее решение в некоторой ее части.

В работе введено уточнение понятия о лучепоглощательных и лучеиспускающих способностях тела, найден ряд зависимостей, относящихся к этим величинам, найдена зависимость для энергии данной длины волны, излучаемой телом, от показателя его преломления, и изучается стационарное температурное состояние ограниченной плоскостью среды, находящейся в потоке данной радиации.

2. Равновесное калорическое излучение тела. Зависимость между лучепоглощательными способностями и излучаемая энергия.

Количество излучаемой телом энергии зависит от температурного состояния тела. Строго говоря, для определения энергии, излучаемой телом с един. поверхности, еще недостаточно знания температуры поверхности тела и ее физических свойств. Дело в том, что энергия излучается слоем тела не-

которой глубины, и различные части этого слоя могут находиться при разных температурах. Однако, в том случае, когда излучаемые телом лучи слабо поглощаются веществом тела, можно считать толщину излучающего слоя практически сколь угодно малой, и, следовательно, излучение тела, если только не имеется температурного скачка в поверхностном слое, будет определяться температурой и состоянием поверхности тела. Если температура поверхности такого тела везде одинакова, то излучение в этом случае по свойствам будет приближаться к излучению тела, находящегося в состоянии термодинамического равновесия. Таким образом, во многих случаях точно, в других ориентировочно с некоторым приближением, при определении излучаемой телом энергии можно руководиться законами излучения при термодинамическом равновесии.

Основной закон излучения при состоянии термодинамического равновесия, могущий дать руководящие указания для вычисления излучаемой телом энергии,—это закон G. Kirchhoff'a¹ о связи между излучаемой телом энергией (лучеиспускающей способностью), лучепоглощательной способностью тела и равновесным излучением. Однако, этот закон оставляет неопределенной лучепоглощательную способность тела, как функцию температуры и физических констант тела. Что же касается равновесного излучения, то оно, как известно, дается законом Stefan'a—L. Boltzmann'a и формулой M. Planck'a. И таким образом, если бы была известна лучепоглощательная способность тела, как функция указанных величин, можно было бы вычислить излучаемую телом энергию.

В дальнейшем показано, что при уточнении понятия о лучепоглощательных способностях тела можно получить зависимость, дающую возможность экспериментального определения лучепоглощательной способности тела. Кроме того, далее, как было указано выше, находится связь между излучаемой телом в состоянии термодинамического равновесия энергией данной длины волны и показателем преломления тела.

Переходим к рассмотрению основных случаев термодинамически равновесного излучения изотропного однородного тела. Пусть $d\sigma$ элемент поверхности тела. Тогда $e_\nu d\nu d\sigma d\Omega$ будет выражать излучаемую элементом $d\sigma$ энергию за единицу времени частоты ν внутри телесного угла $d\Omega$ в направлении ϑ с нормалью к поверхности. e_ν —лучеиспускающая способность тела для частоты ν в направлении ϑ .

Относительно поверхности тела положим, что она обладает физическими свойствами, независимыми от выбранного на ней направления.

Полная энергия всех частот, излучаемых телом, испускаемая в единицу времени в направлении ϑ , выразится: $e d\sigma d\Omega$, где e — полная лучеиспускающая способность тела в направлении ϑ .

Для термодинамически равновесного, неполяризованного излучения в среде, окружающей данное тело, или, что то же, для излучения абсолютно черного тела в этой среде аналогично напишутся выражения²:

$$2 k_\nu \cos\vartheta d\nu d\sigma d\Omega (1)$$

и

$$k \cos\vartheta d\sigma d\Omega (2)$$

¹ G. Kirchhoff.—Gesammelte Abhandlungen, 1882, p. 574.

² M. Planck—Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, 1921, p. 17.

где k_ν — удельная интенсивность равновесного поляризованного излучения частоты ν . Можно считать величину k_ν данной формулой М. Планка¹

$$k_\nu = \frac{h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

где h , k и c — постоянные, h — постоянная М. Планка, c — скорость света в пустоте, T — температура тела.

Для постоянных h , c и k можно принять нижеследующие значения²:
 $h = 6,55 \cdot 10^{-27}$ erg. sec.;

$$c = 3 \cdot 10^9 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}; k = 1,372 \cdot 10^{-16} \frac{\text{erg.}}{\text{grad.}}$$

Отметим, что:

$$e = \int_0^\infty e_\nu d\nu; \dots \dots \dots (3)$$

и

$$k = \int_0^\infty 2 k_\nu d\nu; \dots \dots \dots (4)$$

k — в зависимости от абсолютной температуры T тела определяется законом Stefan'a-L. Boltzmann'a³: $k = \frac{\sigma}{\pi} T^4$, где σ — постоянная.

$$\text{Для } \sigma \text{ можно принять значение } \sigma = 5,76 \cdot 10^{-5} \frac{\text{erg.}}{\text{cm}^2 \cdot \text{sec.} \cdot \text{grad.}}$$

Если мы рассмотрим излучение элемента поверхности dS тела по одну сторону от поверхности внутри телесного угла 2π в единицу времени, то для испускаемой энергии частоты ν будем иметь $E_\nu d\nu dS$, и $E dS$ для полной энергии всех частот, излучаемых телом. Здесь E_ν — интенсивность излучения частоты ν внутри телесного угла 2π .

Отметим, что

$$E_\nu = \int_{(2\pi)} e_\nu d\Omega \dots \dots \dots (5)$$

$$E = \int_{(2\pi)} e d\Omega \dots \dots \dots (6)$$

$$E = \int_0^\infty E_\nu d\nu \dots \dots \dots (7)$$

Принимая во внимание, что $d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi$, где φ азимут, и интегрируя выражение (1), будем иметь: $\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta 2 k_\nu \sin\theta \cos\theta d\nu dS = 2\pi k_\nu d\nu dS$ —

¹ М. Планк. — Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, 1921, p.p. 180, 37.

² Landolt u. Börnstein — Physikalisch-chemische Tabellen B. 11, p. 801, 1923; I Ergänzungsband, p.p. 317, 319, 1927.

³ Stefan — Wiener Berichte, B. 79, p. 391, 1879, L. Boltzmann — Wiedemann's Annalen. B. 22 p. 291, 1884.

выражение для энергии частоты ν , испускаемой элементом $d\sigma$ поверхности абсолютно черного тела по одну сторону от поверхности внутри телесного угла 2π за единицу времени.

Аналогично получается: $\pi k d\sigma$ — полная энергия, испускаемая элементом $d\sigma$ абсолютно черного тела внутри угла 2π за единицу времени.

Применим к рассмотренным случаям закон Г. Kirchhoff'a, тогда вследствие соображений, аналогичных развитым М. Planck'ом¹, будем иметь четыре выражения для закона Г. Kirchhoff'a:

$$\frac{e_\nu}{a_\nu} = 2k_\nu \cos \vartheta \dots \dots \dots (8)$$

$$\frac{e}{a} = k \cos \vartheta \dots \dots \dots (9)$$

$$\frac{E_\nu}{A_\nu} = 2\pi k_\nu \dots \dots \dots (10)$$

$$\frac{E}{A} = \pi k \dots \dots \dots (11)$$

где a_ν , a , A_ν и A — лучепоглощательные способности тела, которые необходимо определить более точно:

a_ν — лучепоглощательная способность тела для неполяризованных лучей частоты ν , падающих на тело под углом ϑ .

a — лучепоглощательная способность для равновесного неполяризованного излучения, падающего под углом ϑ . Спектральный состав равновесного излучения должен соответствовать температуре тела.

A_ν — лучепоглощательная способность тела для неполяризованных лучей частоты ν , падающих на элемент поверхности внутри угла 2π с интенсивностью $2k_\nu$, независящей от направления.

A — лучепоглощательная способность тела для равновесного неполяризованного излучения с соответствующим температуре тела спектральным составом, падающего внутри телесного угла 2π на элемент поверхности тела.

Формулы (10) и (11) имеют большое значение, так как дают энергию, излучаемую телом. Но трудности их применения заключаются в том, что экспериментальное, непосредственное изучение величин A_ν и A является тяжелой задачей, что ясно уже из определений этих величин. Более удобный путь для опытного определения A , — это путь через изучение самой энергии E .

Однако, между величинами A_ν , A и величинами a_ν , a существуют зависимости. Величины же a_ν и a экспериментально более легко определимы.

Из формул (5) и (8) имеем:

$$E_\nu = \int_{(2\pi)} 2 a_\nu k_\nu \cos \vartheta d\vartheta = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\frac{\pi}{2}} 2 a_\nu k_\nu \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta;$$

$$E_\nu = 2\pi k_\nu \int_0^{\frac{\pi}{2}} a_\nu \sin 2\vartheta d\vartheta; \dots \dots \dots (12)$$

¹ M. Planck — Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, 1921, p. p. 41—44.

Сравнивая формулы (12) и (10), получаем:

$$A_v = \int_0^{\frac{\pi}{2}} a_v \sin 2\vartheta \, d\vartheta; \dots \dots \dots (13)$$

Аналогично из формул (6), (9) и (11) получаем:

$$A = \int_0^{\frac{\pi}{2}} a \sin 2\vartheta \, d\vartheta \dots \dots \dots (14)$$

Формулы (13) и (14) указывают на метод экспериментального определения величин A_v и A .

Достаточно изучить a_v и a для различных углов ϑ .

Для величины a_v это может быть выполнено измерением ослабления при отражении от тела под разными углами монохроматического параллельного пучка лучей частоты ν ; в случае изучения величины a нужно брать равновесный поток от абсолютно черного тела.

Принимая во внимание формулы (7) и (12) для полной энергии, излучаемой единицей поверхности в секунду, будем иметь выражение:

$$E = 2\pi \int_0^{\infty} \nu^2 k_\nu \int_0^{\frac{\pi}{2}} a_\nu \sin 2\vartheta \, d\vartheta \dots \dots \dots (15)$$

В случае поверхности, отражающей правильно, для a_v в первом приближении мы можем воспользоваться формулой Fresnel¹:

$$a_v = \frac{1}{2} \frac{\sin 2\vartheta \sin 2\psi}{\sin^2(\vartheta + \psi)} + \frac{1}{2} \frac{\sin 2\vartheta \sin 2\psi}{\sin^2(\vartheta + \psi) \cos^2(\vartheta - \psi)},$$

где $\sin \vartheta = n \sin \psi$; n — показатель преломления тела; тогда (10) и (13) дают:

$$E_v = 2\pi k_\nu \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{1}{2} \frac{\sin 2\vartheta \sin 2\psi}{\sin^2(\vartheta + \psi)} + \frac{1}{2} \frac{\sin 2\vartheta \sin 2\psi}{\sin^2(\vartheta + \psi) \cos^2(\vartheta - \psi)} \right] \cdot \sin 2\vartheta \, d\vartheta \dots \dots \dots (16)$$

Нетрудно показать, что подинтегральное выражение в формуле (16) может быть проинтегрировано в конечном виде.

Введем обозначение

$$P = \frac{1}{2} \frac{\sin 2\vartheta \sin 2\psi}{\sin^2(\vartheta + \psi)} \cdot \sin 2\vartheta.$$

¹ Fresnel. — Oeuvres, t. 1, p. p. 441—799.

Тогда выражение (16) примет следующий вид:

$$E_\nu = 2\pi k_\nu \left[\int_0^{\frac{\pi}{2}} P d\vartheta + \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\cos^2(\vartheta - \psi)} P d\vartheta \right] \dots \dots \dots (17)$$

Принимая во внимание вышеуказанную зависимость между ψ и ϑ и выражая $\sin \psi$ и $\cos \psi$ через $\sin \vartheta$ и $\cos \vartheta$, определяем P в функции от ϑ нижеследующим образом:

$$P = \frac{2 \cos \vartheta \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta}}{n^2 - \sin^2 \vartheta + \cos^2 \vartheta + 2 \cos \vartheta \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta}} \cdot \sin 2\vartheta;$$

Вводим подстановку $\cos^2 \vartheta = x \dots \dots \dots (18)$

Тогда, принимая во внимание, что $\sin 2\vartheta d\vartheta = -dx$ и обозначая $n^2 - 1 = b$, для $Pd\vartheta$ будем иметь

$$Pd\vartheta = - \frac{2 \sqrt{x^2 + bx}}{b + 2x + 2 \sqrt{x^2 + bx}} \cdot dx;$$

Далее, применяя подстановку L. Euler'a:

$\sqrt{x^2 + bx} = y - x$, и находя отсюда

$$dx = \frac{2(y-x)}{2y+b} \cdot dy; \quad x = \frac{y^2}{2y+b} \dots \dots \dots (19)$$

для $Pd\vartheta$ получаем выражение

$$Pd\vartheta = - \frac{y^2 (y+b)^2}{4 \left(y + \frac{b}{2}\right)^2} \cdot dy \dots \dots \dots (20)$$

которое показывает, что первый интеграл в формуле (17) сводится к интегралу от рациональной дроби.

Далее, принимая во внимание вышеуказанную зависимость между ψ и ϑ , преобразуем выражение $\cos^2(\vartheta - \psi)$ следующим образом:

$$\cos^2(\vartheta - \psi) = \frac{1}{n^2} \left[\cos^2 \vartheta (n^2 - \sin^2 \vartheta) + 2 \cos \vartheta \sin^2 \vartheta \sqrt{n^2 - \sin^2 \vartheta} + \sin^4 \vartheta \right]$$

Подстановка $\cos^2 \vartheta = x$ приводит это выражение к такому виду:

$$\cos^2(\vartheta - \psi) = \frac{1}{n^2} \left[1 + (b-2)x + 2x^2 + 2(1-x) \sqrt{x^2 + bx} \right],$$

где b —постоянная, значение которой указано выше.

Наконец, вышеприведенная подстановка Euler'a

$$\sqrt{x^2 + bx} = y - x; \quad x = \frac{y^2}{2y+b}$$

дает окончательно:

$$\cos^2(\vartheta - \psi) = \frac{f_0 y^2 + f_1 y + f_2}{\left(y + \frac{b}{2}\right)^2} \dots \dots \dots (21)$$

где f_0, f_1 и f_2 — коэффициенты, зависящие от n .

Принимая во внимание формулы (20) и (21) и вводя подстановку

$$y + \frac{b}{2} = z \dots \dots \dots (22)$$

преобразуем подынтегральную функцию второго интеграла в формуле (17) следующим образом после несложных выкладок:

$$\frac{P d\vartheta}{\cos^2(\vartheta - \psi)} = \left(c_0 + \frac{c_1}{z} + \frac{c_2}{z^2} + \frac{P_1 z + P_2}{z^2 + q_1 z + q_2} \right) dz$$

Для $P d\vartheta$ подстановка (22) дает аналогично

$$P_1 dz = \left(c' + \frac{c''_2}{z^2} + \frac{c_4}{z^4} \right) dz$$

Коэффициенты c, p и q в этих формулах суть постоянные величины, зависящие от n .

Нетрудно видеть, что, принимая во внимание вышеприведенные выражения для подынтегральных функций в формуле (17), для энергии E , получаем нижеследующую формулу:

$$E_\nu = 2\pi k_\nu \int_0^{z_1} \left[c + \frac{c_1}{z} + \frac{c_2}{z^2} + \frac{c_3}{z^4} + \frac{P_1 z + P_2}{z^2 + q_1 z + q_2} \right] dz \dots \dots (23)$$

где $c, c_1, \dots, P_1, \dots, q_1, \dots$ — постоянные коэффициенты, зависящие только от показателя преломления n .

Из формул (18), (19) и (22) получается зависимость для z :

$$z = \cos^2 \vartheta + \frac{n^2 - 1}{2} + \cos \vartheta \sqrt{\cos^2 \vartheta + n^2 - 1}$$

которая дает возможность определить пределы интегрирования в формуле (23)

Пределы интегрирования выражаются также через n :

$$z_0 = \frac{(n+1)^2}{2}; \quad z_1 = \frac{n^2 - 1}{2};$$

Таким образом, выражение (23) дает энергию частоты ν , излучаемую в единицу времени единицей поверхности изотропного однородного тела, как функцию частоты ν , температуры и показателя преломления тела.

Формулы (13) и (14) могут служить для определения энергии, излучаемой телом, если экспериментально изучены a , и a , как функции угла и температуры, формулы же (15) и (23) — для приближенного вычисления энергии, если величина n известна, как функция ν и T .

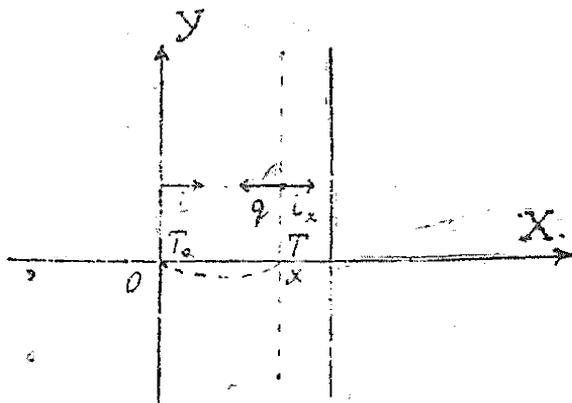
Обратно, в некоторых частных случаях, именно, когда излучаемые телом лучи сильно поглощаются веществом тела, и в поверхностном его слое не существует температурного скачка, или когда состояние тела близко к термо-

динамическому равновесию, а излучаемая энергия в обоих случаях—к равенству с поглощаемой лучистой энергией, вышеприведенные зависимости указывают на путь для определения температуры тела в потоке лучистой энергии. Даже в простейших случаях отсутствия термодинамического равновесия имеют место значительно более сложные зависимости.

Некоторые соображения относительно метода решения задачи для стационарного состояния лучеиспускающего тела в потоке лучистой энергии, не находящегося в состоянии термодинамического равновесия, приведены в дальнейшем изложении.

3. Стационарное состояние излучающей, ограниченной плоскостью, среды в потоке лучистой энергии.

Пусть имеем изотропное однородное твердое тело в пустоте, ограниченное правильно отражающей плоской поверхностью (фиг. 1), перпендикулярной к оси OX ; OY —след этой поверхности на плоскости чертежа. Допустим, что по правую сторону плоскости OY среда простирается на некоторое расстояние и ограничена второй плоскостью, перпендикулярной OX .



Фиг. 1.

Предположим, что слева на плоскость OY , перпендикулярно к ней, падает поток лучистой энергии данного спектрального состава, так что через единицу поверхности OY в единицу времени в любой точке поверхности проходит одно и то же количество энергии Σi_ν , где i_ν —энергия данной частоты ν в спектральном интервале $\Delta\nu$.

Обозначим через α_ν коэффициент поглощения для падающих лучей частоты ν , через κ —коэффициент теплопроводности среды; допустим, что α_ν и κ —функции температуры T среды, и предположим, что вообще рассеянием лучей в среде можно пренебречь.

На расстоянии x от OY лучистая энергия $i_{\nu x}$, частоты ν , проходящая через единицу поперечного сечения, по закону поглощения выразится равенством:

$$i_{\nu x} = i_\nu e^{-\int_0^x \alpha_\nu dx}$$

Следовательно, весь поток лучистой энергии, проходящий на расстоянии x через единицу поперечного сечения, определится равенством:

$$\Sigma i_{\nu x} = \Sigma i_\nu e^{-\int_0^x \alpha_\nu dx};$$

Кроме того, необходимо учесть следующее: если среда достаточно прозрачна для некоторых частот, а расстояние между ограничивающими ее плоскостями соответственно недостаточно велико, то в среде будут циркулировать многократно отраженные от обеих ограничивающих плоскостей потоки лучистой энергии вышеуказанных частот. Обозначим алгебраическую сумму количеств энергии, проносимой этими потоками через единицу поперечного сечения на расстоянии x , через $\Sigma i'_{vx}$.

Изотермические поверхности в среде суть плоскости, перпендикулярные ОХ, поэтому в среде должен существовать тепловой поток $q = -k \frac{dT}{dx}$, направленный перпендикулярно к поверхности среды.

Так как рассматривается стационарное состояние, то в силу заданных условий алгебраическая сумма потоков i_{vx} , i'_{vx} и q равна постоянной величине. Это условие дает дифференциальное уравнение

$$\Sigma i_{ve} - \int_0^x \alpha_v dx + \Sigma i'_{vx} - k \frac{dT}{dx} = Q \dots (24)$$

которое и описывает стационарное состояние среды, находящейся в потоке лучистой энергии. В формуле (24) Q — величина постоянная. Физическое значение этой постоянной, нетрудно видеть, следующее: Q есть поток энергии, отдаваемый телом через единицу площади второй ограничивающей плоскости, ибо стационарное состояние, при сделанных предположениях, как указано, характеризуется постоянной величиной суммарного потока энергии, проносимого в направлении оси ОХ через единицу поперечного сечения; очевидно, что на границе тела, определяемой второй плоскостью, этот поток будет равен теряемой телом энергии Q через ед. площади этой плоскости.

Предположим, для определенности, относительно спектрального состава падающего потока, что мы имеем дело только с одной частотой. Кроме того, для выяснения процесса в существенных чертах, мы допустим, что среда направо от ОУ простирается достаточно далеко, так что при значении абсциссы

x соответствующем второй ограничивающей плоскости $i e^{-\int_0^x \alpha dx} < \epsilon$, где ϵ заданное малое число, которым можно пренебречь. В таком случае внутренними отраженными потоками можно пренебречь. Принимая во внимание вышесказанное, полагая в формуле (24) $\Sigma i'_{vx} = 0$ и опуская значок v , получаем дифференциальное уравнение:

$$k dT = i e^{-\int_0^x \alpha dx} dx - Q dx \dots (25)$$

Уравнение (25) приводится к виду

$$\alpha k dT = -i e^{-\int_0^x \alpha dx} d \left(-\int_0^x \alpha dx \right) - Q \alpha dx.$$

Интегрируя в пределах, соответствующих значению абсциссы 0 и x получаем

$$\int_{T_0}^T \alpha k dT = \left[-i e^{-\int_0^x \alpha dx} \right] - Q \int_0^x \alpha dx$$

где T_0 — абсолютная температура поверхности тела и T — температура внутри тела на расстоянии x . Далее обозначая

$$\int_0^x \alpha dx = y \dots \dots \dots (26)$$

имеем:

$$ie^{-y} + Qy = i - \int_{T_0}^T \alpha k dT \dots \dots \dots (27)$$

В том случае, когда удастся подобрать y , как функцию, удовлетворяющую уравнению (27), вопрос о распределении значений температуры в среде можно считать решенным.

В самом деле, пусть $y = f(T)$ удовлетворяет уравнению (27), тогда, принимая во внимание (26), имеем:

$$\int_0^x \alpha dx = f(T)$$

Далее, дифференцируя, получаем

$$\alpha dx = f'(T) dT$$

Определяя dx и интегрируя в пределах, соответствующих значению абсциссы 0 и x , будем иметь выражение, определяющее температурное состояние среды

$$x = \int_{T_0}^T \frac{f'(T)}{\alpha} dT \dots \dots \dots (28)$$

В частных случаях уравнение (27) дает непосредственно зависимость между x и T .

Так, например, допустим, что в широком температурном интервале α не зависит от T , тогда уравнение (27) переходит в

$$ie^{-\alpha x} + Q\alpha x = i - \alpha \int_{T_0}^T k dT \dots \dots \dots (29)$$

дающее зависимость между x и T , если известно k , как функция температуры.

Обращаемся теперь к предельному случаю, для которого мы полнее исследуем вопрос. Допустим теперь, что вторая ограничивающая плоскость не пропускает теплого и лучистого потоков энергии. Очевидно, что в этом случае мы будем иметь максимальное нагревание как поверхности, так и внутренних слоев тела падающим потоком лучистой энергии.

Допустим далее, что предположения, сделанные при выводе уравнения (25), остаются в силе. Тогда, полагая $Q = 0$, из уравнения (27) для $y = f(T)$ получаем:

$$y = -\lg \left[\frac{i - \int_{T_0}^T \alpha k dT}{i} \right]$$

Далее формула (28) дает нижеследующую зависимость, определяющую температурное состояние среды для случая наибольшего ее нагревания падающим потоком лучистой энергии:

$$x = \int_{T_0}^T \frac{k dT}{i - \int_{T_0}^T \alpha k dT} \dots \dots \dots (30)$$

Для дифференциала dx имеем в этом случае следующее выражение, которое нам понадобится далее:

$$dx = \frac{\kappa dT}{i - \int_{T_0}^T \alpha \kappa dT} \dots \dots \dots (31)$$

Однако, величина T_0 — температура поверхности тела в формулах (30) и (31) — остается неопределенной. Она определяется из рассмотрения пограничных условий, и именно на основании соображений, что лучистая энергия испускается, строго говоря, не поверхностью, а слоем тела некоторой толщины.

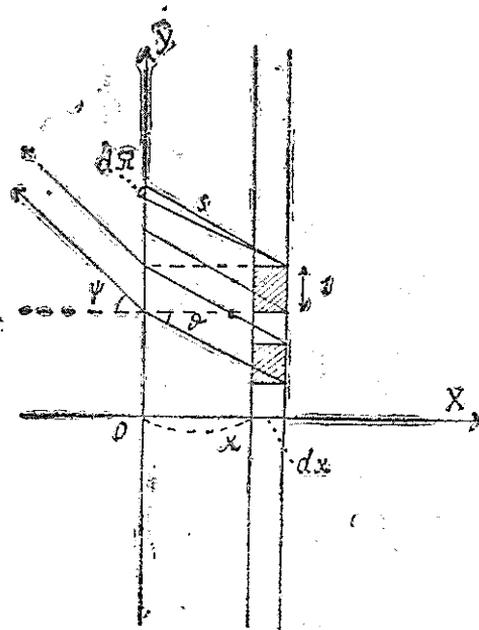
В дальнейшем изложении мы рассмотрим более подробно излучение тела в потоке лучистой энергии для вышеуказанного предельного случая.

4. Определение пограничных условий. Излучение тела в потоке лучистой энергии.

Обозначим через ϵ_ν коэффициент лучеиспускания среды для частоты ν . Тогда

$$\epsilon_\nu = \alpha_\nu k_\nu^{-1} \dots \dots \dots (32)$$

Представим себе, что среда разбита на бесконечно тонкие слои толщины dx плоскостями, параллельными плоскости OY (фиг. 2). Чтобы получить полное излучение среды, исходящее от единицы поверхности, достаточно рассмотреть полное излучение цилиндра с основанием в единицу и высотой x , где предельная величина x определяется тем условием, что луч, вышедший



Фиг. 2.

¹ M. Planck.—Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. 1921, p. 27.

из слоя, лежащего на расстоянии x от поверхности, поглощается средой полностью. В самом деле, часть пучка лучей, испускаемых под углом ψ данной площадкой в 1 см.^2 на поверхности, излучается под углом ϑ некоторым элементом объема dx , лежащим в слое на расстоянии x от поверхности (см. фиг. 2). Но такое же количество лучистой энергии излучается под углом ϑ и элементом dx , находящимся на том же расстоянии от ОУ и имеющимся в указанном цилиндре. Заметим, что

$$2\alpha_v d\nu dx d\Omega \dots \dots \dots (33)$$

будет выражать энергию частоты ν , испускаемую элементом dx цилиндра под углом ϑ внутри телесного угла $d\Omega$ в единицу времени. Далее определим, какая часть всей энергии (33) выйдет наружу.

Вводя в формулу (33) координаты ϑ и φ и принимая во внимание формулу (32), поглощение в среде и коэффициент отражения r_v от поверхности ОУ обратно в среду, мы получим, что выходящая под углом ψ через единицу поверхности энергия, представляющая часть всей энергии (6), выразится следующим образом:

$$2\alpha_v k_v dx \sin \vartheta d\vartheta d\varphi e^{-\int_0^s \alpha_v ds} a_v \dots \dots \dots (34)$$

где s — путь до поверхности ОУ луча, выходящего из элемента dx (см. фиг. 2), и

$$s = \frac{x}{\cos \vartheta}; a_v = 1 - r_v; \sin \psi = n \sin \vartheta.$$

Следовательно, для рассматриваемого предельного случая, принимая во внимание формулу (31), будем иметь:

$$\frac{-\int_0^s \alpha_v ds}{e} = \frac{-\frac{x}{\cos \vartheta} \int_0^x \alpha_v dx}{e} = \frac{1}{\cos \vartheta} \int_{T_0}^{T_1} \frac{\alpha_v k dT}{i - \int_{T_0}^T \alpha_k dT} \dots \dots \dots (35)$$

Чтобы получить энергию $J_\nu d\nu$ частоты ν , испускаемую единицей поверхности внутри телесного угла 2π в единицу времени, нужно выражение (34) проинтегрировать: по φ в пределах от 0 до 2π , по x в пределах от 0 до x и по ϑ . Нижний предел для ϑ равен 0. Верхний предел интегрирования по ϑ

определяется предельным углом для ϑ при значении $\psi = \frac{\pi}{2}$.

Для интенсивности излучения J_ν частоты ν получаем:

$$I_\nu = 4\pi \int_0^x dx \alpha_v k_v \int_0^{\arcsin \frac{1}{n}} \sin \vartheta d\vartheta e^{-\int_0^s \alpha_v ds} a_v d\vartheta \dots \dots (36)$$

Интегрируя выражение (36) по ν , для полной энергии J , излучаемой единицей поверхности изотропного однородного тела в единицу времени, будем иметь:

$$I = 4\pi \int_0^\infty d\nu \int_0^x dx \alpha_v k_v \int_0^{\arcsin \frac{1}{n}} \sin \vartheta a_v e^{-\frac{1}{\cos \vartheta} \int_0^x \alpha_v dx} d\vartheta \dots \dots (37)$$

Формулы (27), (28) и (37) описывают стационарное состояние тела в потоке лучистой энергии в том относительно общем случае, когда $Q \neq 0$, но

тело находится в потоке радиации данной частоты и размеры его таковы, что отраженной внутри радиацией можно пренебречь.

Обращаясь к нашему предельному случаю, $Q=0$, произведя в выражении (37) при помощи формулы (31) замену переменной x на T для полной энергии, излучаемой единицей поверхности изотропного однородного тела в единицу времени, получаем выражение:

$$i = 4\pi \int_0^\infty d\nu \int_{T_0}^T dT \frac{\alpha_\nu k}{i - \int_{T_0}^T \alpha k dT} k_\nu \int_0^{\arcsin \frac{1}{n}} \sin \vartheta \cdot e^{-\frac{1}{\cos \vartheta} \int_{T_0}^T \alpha k dT} \cdot a_\nu d\vartheta \quad (38)$$

Так как $Q=0$, то в силу заданных условий полная энергия, излучаемая единицей поверхности, равна поглощаемой энергии i .

Верхний предел интегрирования по T определяется из следующих соображений: при x равном абсциссе второй ограничивающей поверхности и конечном, большем нуля α согласно условию

$$e^{-\int_0^x \alpha dx} < \epsilon$$

где ϵ достаточно малая величина, которой можно пренебречь.

Следовательно, формула (27) дает:

$$i - \int_{T_0}^T \alpha k dT = 0 \quad \dots \dots \dots (39)$$

что и определяет верхний предел интегрирования в формуле (38).

Формулы (38) и (39) дают зависимость между температурой поверхности тела, оптическими константами, величиной теплопроводности и поглощаемой лучистой энергией.

Необходимо подчеркнуть, что полученные результаты являются совершенно определенными в том частном случае, когда величина k является функцией только температуры и не зависит от x . Однако, отметим, что во многих случаях k принимается постоянной даже для широкого температурного интервала. Можно отметить, — имеется молчаливое согласие считать k вообще постоянной — следовательно, независимой от x .

В теории теплопроводности Р. Деbye¹ главная роль при переносе тепла отводится упругим волнам, распространяющимся в теле. Было бы интересно учесть относительное значение лучеиспускания при переносе тепла и полнее исследовать вопрос, насколько можно считать k константой вещества, определяемой только температурой в точках, близких к поверхности.

5. Некоторые частные случаи стационарного состояния тела в потоке лучистой энергии.

Рассмотрим два частных случая, могущих иметь большое практическое значение. Именно, введем некоторые специальные допущения относительно величин α_ν среды для падающего на среду и испускаемого ею потоков лучистой энергии.

В первом случае мы допустим, что α_ν для падающего и испускаемого потоков величины разных порядков. Пусть для падающей радиации данной частоты α — малая величина; наоборот, излучаемые лучи характеризуются весь-

¹ Р. Деbye.—Mathematische Vorlesungen an der Universität Göttingen VI Vorträge über die Kinetische Theorie der Materie und Elektrizität, 1914, p. p. 43—60.

ма большими значениями α . В этом случае, очевидно, мы будем иметь среду, прозрачную для падающих лучей и излучающую, вследствие нагревания, падающим потоком радиации, лучи, для которых она непрозрачна, или мало прозрачна. Пример: вода в некотором водоеме, освещаемая солнечными лучами и излучающая при этом длинноволновую радиацию, для которой она мало прозрачна; второй пример — стекло в потоке солнечных лучей и т. д. Относительно приведенных примеров следует заметить, что нами рассматривается стационарное состояние, и что оно, вообще говоря, не скоро достигается; кроме того, конвекционные токи, которые могут возникнуть в жидкой среде, нами не учитываются.

Посмотрим, какой вид примут наши общие формулы для этого частного случая.

Формула (36), выражающая интенсивность излучения J , частоты ν , может быть преобразована нижеследующим образом.

Заменяем в формуле (33) телесный угол $d\Omega$ элементарного пучка лучей, испускаемого слоем тела dx , соответствующим телесным углом $d\Omega'$, который этот пучок будет иметь по выходе из тела. Введение сферических координат дает:

$$\begin{aligned} d\Omega &= \sin\vartheta \, d\vartheta \, d\varphi \\ d\Omega' &= \sin\psi \, d\psi \, d\varphi' \end{aligned} \quad (40)$$

при чем по закону преломления имеем:

$$\varphi = \varphi' \text{ и } \sin\psi = n \sin\vartheta.$$

Дифференцируя эти формулы, получаем

$$d\varphi = d\varphi' \text{ и } \cos\psi \, d\psi = n \cos\vartheta \, d\vartheta \quad (41)$$

Формулы (40) и (41) дают нижеследующую зависимость

$$d\Omega \cos\vartheta = \frac{d\Omega' \cos\psi}{n^2} \quad (42)$$

Принимая во внимание, что α , для излучаемых лучей очень велико, можно считать, что излучаемая веществом энергия испускается весьма тонким, поверхностным слоем вещества, в силу чего можем положить при не очень малом коэффициенте теплопроводности k , что разность температур на границах этого весьма тонкого слоя будет достаточно мала. Это условие приводит формулу (35) к следующему виду:

$$e^{-\int_0^s \alpha_\nu \, ds} = e^{-\frac{\alpha_\nu x}{\cos\vartheta}} \quad (43)$$

Далее подставляя из формулы (42) значение $d\Omega$ в (33), преобразовывая аналогично выражение (34), и приняв во внимание формулу (43), после интегрирования получаем для интенсивности излучения I_ν среды вместо формулы (36) нижеследующее выражение:

$$I_\nu = 4\pi k_\nu \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\psi \sin\psi \cos\psi \, a_\nu \int_0^x e^{-\frac{\alpha_\nu x}{\cos\vartheta}} \cdot \frac{a_\nu}{\cos\vartheta} \cdot dx;$$

в приведенном выражении, сравнительно с (36), интегрирование вместо ϑ производится уже по ψ в пределах его изменения от 0 до $\frac{\pi}{2}$, и изменен порядок интегрирования.

Произведя интегрирование по x , получаем окончательно:

$$I_v = 2 \pi k_v \int_0^{\frac{\pi}{2}} a_v \sin 2 \psi d \psi,$$

т.е. формулу (12), как и следовало ожидать, ибо в излучающем, поверхностном слое тела мы имеем состояние, в пределе близкое к термодинамическому равновесию.

Нетрудно видеть, что полная энергия E , излучаемая в единицу времени единицей поверхности тела, аналогично выразится формулами (15) и (11).

Температурное состояние среды в рассматриваемом случае, если внутренними отраженными потоками можно пренебречь, может быть описано формулами (26), (27) и (28). Однако, эти формулы оставляют неопределенным нижний предел интегрирования T_0 .

Легко видеть, что в данном случае к этим формулам добавляется следующее условие, определяющее нижний предел интегрирования T_0 :

$$E + Q = i \dots \dots \dots (44)$$

где E является функцией T_0 и определяется, как указано выше, формулой (11).

Если для данного случая α и k не зависят от T , то, принимая во внимание (29), (44) и (11), получим для определения температурного состояния среды следующие уравнения:

$$i e^{-\alpha x} + Q \alpha x = i - \alpha k (T - T_0) \\ \sigma A T_0^4 + Q = i \dots \dots \dots (45)$$

При A постоянном из (45) будем иметь нижеследующую зависимость температуры T от глубины x слоя:

$$T = \frac{i}{\alpha k} \left(1 - e^{-\alpha x} \right) - \frac{Q}{k} x + \sqrt{\frac{i - Q}{\sigma A}} \dots \dots (46)$$

Исследуя знак дифференциала:

$$dT = \left(\frac{i}{k} e^{-\alpha x} - \frac{Q}{k} \right) dx,$$

отмечаем, что сначала, при возрастании x от нуля, температура T растет от значения $T_0 = \sqrt{\frac{i - Q}{\sigma A}}$ на поверхности тела.

Условие максимум'а температуры $\frac{dT}{dx} = 0$ для x соответствующего максимум'у дает:

$$x = \frac{1}{\alpha} \lg \frac{i}{Q}.$$

Таким образом, приходим к замечательному следствию, что положение слоя максимальной температуры внутри тела не зависит от коэффициента теплопроводности, и при данной величине потоков i и Q зависит только от коэффициента поглощения α падающих лучей. При дальнейшем возрастании x температура среды падает, и так как можно положить в силу условия $e^{-\alpha X} < \epsilon$, то на второй поверхности температура принимает значение:

$$T = \frac{i}{\alpha k} - \frac{Q}{k} X + \sqrt{\frac{i - Q}{\sigma A}},$$

где X абсцисса второй ограничивающей поверхности.

В случае, если $Q =$ температура на поверхности тела в сравнении с температурой внутренних слоев имеет наименьшее значение $T_0 = \sqrt[4]{\frac{i}{\sigma A}}$,

и непрерывно возрастает при переходе вглубь тела, асимптотически приближаясь к значению

$$T = \frac{i}{\alpha k} + \sqrt[4]{\frac{i}{\sigma A}}$$

Переходим к рассмотрению второго частного случая: допустим, что мы имеем среду, которая непрозрачна, как для испускаемой ею, так и для падающей радиации (α велико для тех и других лучей); например, случай стены освещенной солнечными лучами.

Обращаемся к распределению температур в среде. Принимая α и k постоянными в достаточно широком температурном интервале в случае падения на тело лучей определенной частоты ν , мы можем это распределение температур описать первой их формул (45).

Тогда для температуры T имеем:

$$T = \frac{i}{\alpha k} \left(1 - e^{-\alpha x}\right) - \frac{Q}{k} x + T_0 \dots \dots \dots (47)$$

Так как α велико, то при малом, но соответствующим образом выбранном Δx можно положить $e^{-\alpha \Delta x} < \epsilon$, где ϵ достаточно малое число, и так как $\frac{Q}{k} \Delta x$ также может оказаться меньше достаточно малого числа при выбранном Δx , ибо Q и k величины конечные, то можно сказать, что в данном случае при изменении расстояния от поверхности тела от 0 до Δx , температура изменяется от T_0 до $T_0 + \frac{i}{\alpha k}$. Таким образом мы приходим к выводу, что в поглощающем поверхностном слое непрозрачного тела температура возрастает на $\frac{i}{\alpha k}$. Следует отметить, что в некоторых случаях, например, когда мы интересуемся тепловым потоком идущим в глубь тела, более целесообразно за температуру поверхности тела считать не T_0 , а $T_0 + \frac{i}{\alpha k}$, что ясно видно из уравнения (47), которому при конечном x мы можем придать форму

$$Q = k \frac{T_1 - T_0}{x}, \text{ где } T_1 = T_0 + \frac{i}{\alpha k}$$

Что же касается излучения поверхности, то так как нами предполагается, что величина α для излучаемых и падающих лучей одного порядка, то, следовательно, все части слоя Δx , находящиеся при разных температурах будут давать излучение. Поэтому излучение поверхности уже нельзя выразить формулой $E = \sigma A T_0^4$, оно будет иметь большую величину в соответствии с соображениями развитыми в разделе 4 данной работы.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit betrachtet man die Probleme von der Strahlung und Temperatur eines Körpers, der sich in einem Strahlungsenergiestrome befindet.

Im ersten Teil der Arbeit wird die Strahlung eines Körpers im thermodynamischen Gleichgewichtszustande behandelt.

Es wird gezeigt, dass, wenn man Begriffe von Absorptionsvermögen des Körpers genauer fasst, so kann man Beziehungen erhalten, welche die Möglichkeit der Experimentalbestimmung der Absorptionsvermögen für die wichtigsten Fälle der Wärmestrahlung des Körpers geben.

Mit Hilfe einer von diesen Beziehungen findet man folgenden Ausdruck für die ganze Strahlungsenergie E_ν , der Schwingungszahl ν , die der Körper in der Zeiteinheit von der Flächeneinheit emittiert.

$$E_\nu = 2\pi k_\nu \int_{z_0}^{z_1} \left[c + \frac{c_1}{z} + \frac{c_2}{z^2} + \frac{c_4}{z^4} + \frac{p_1 z + p_2}{z^2 + q_1 z + q_2} \right] dz,$$

hier sind k_ν — Plancksche Funktion¹ und $c, c_1, \dots, p_1, \dots, q_1$ die für gegebenen Strahlen nur vom Brechungsindex n abhängige konstanten Koeffizienten, die Integrationsgrenzen werden auch durch n ausgedrückt.

In dem zweiten Teil der Arbeit wird die Frage von dem Stationären Zustande eines von zwei parallelen Flächen begrenzten und im Strahlungsenergiestrome befindlichen Mediums betrachtet.

Es wird gezeigt, dass man den Temperaturzustand des Mediums mit folgender Differenzialgleichung beschreiben kann:

$$\Sigma i_\nu e^{-\int_0^x \alpha dx} + \Sigma i'_{\nu x} - \kappa \frac{dT}{dx} = Q$$

in der Berücksichtigung, dass α_ν — der Absorptionskoeffizient des Mediums für den Strahlen der Schwingungszahl ν , und κ — der Wärmeleitungskoeffizient des Mediums, — nur Funktionen einer einzigen Temperatur sind. In dieser Gleichung i_ν die Strahlungsenergie ist, die durch die Flächeneinheit in der Zeiteinheit ins Medium eintritt, $i'_{\nu x}$ — ist die Energie der im Inneren des Mediums reflektierten Strahlen, T — Temperatur des Mediums und Q — konstante Grösse.

Es wird eine Reihe spezieller Fälle betrachtet, für welchen diese allgemeine differenzielle Gleichung die Lösung hat.

Weiter wird die Strahlung des Mediums behandelt und den allgemeinen Ausdruck für die emittierte Strahlungsenergie des Körpers gegeben in Berücksichtigung, dass die Energie eigentlich nicht durch die Fläche des Körpers, sondern durch den Schicht gewisser Dicke emittiert wird.

Der Verfasser gibt die Verteilung der Temperatur für die durchsichtigen Körper im Strahlungsenergiestrome, und kommt an dem Schluss, dass im Falle eines undurchsichtigen Körper im Oberflächenschichte des Körpers der Sprung der Temperatur bestehen soll.

Prof. A. M. Titow.

¹ M. Planck. — Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung 1921, p. 17.

К ТЕОРИИ ТЕПЛОВОГО ПРИЕМНИКА СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ С ЗАЩИТОЙ СТЕКЛОМ.

I. Введение.

В настоящей работе даны основы теории теплового приемника солнечной энергии с одностекольной защитой. Так как парник наиболее распространенный, типичный приемник такого рода, то можно сказать, что по существу работа является введением в теорию парника. Однако, вследствие развития гелиотехники теория излагается с более общей точки зрения „приемников солнечной энергии“. Парнику, ввиду его чрезвычайно большого значения для сельского хозяйства и изложенной теории уделяется большое внимание.

Парник можно определить как устройство, служащее для использования энергии солнечных лучей, как прямых, так и рассеянных атмосферой. Как известно, растениями поглощается лишь узкая часть видимого спектра лучей, но жизнь растений возможна только в условиях определенного теплового режима. Назначение парника поддерживать этот тепловой режим путем аккумуляции солнечной энергии. Таким образом парник является своеобразным аккумулятором солнечной энергии. В холодном парнике энергия прямой и рассеянной солнечной радиации запасается днем в виде тепловой энергии и постепенно расходуется ночью.

Как уже отмечено парник является одним из типов приемников солнечной энергии. Классификация типов тепловых солнечных установок была разработана проф. Б. П. Вейнбергом¹. Вообще говоря, в тепловом приемнике солнечной энергии имеет место отвод поглощенной им энергии в виде тепловой энергии на те или другие полезные цели, в парнике же в конечном счете мы имеем только теплопотери (без учета биологических процессов).

Это является особенностью парника, как приемника, однако, различия по существу в отношении происходящих процессов лученспускания и лучепоглощения, конечно, не имеется.

В настоящее время, в связи с развитием идеи гелиотеплиц, открывающей весьма широкие перспективы по использованию солнечной энергии для сельского хозяйства, приобретает большое значение исследование происходящих в этих теплицах энергетических процессов.

Гелиотеплицами мы будем называть теплицы с многостекольной защитой, предназначенные для работы без отопления в течение значительной части холодного времени года, или, в некоторых местностях, даже в течение всего холодного времени года.

Источником энергии в таких теплицах для поддержания внутри них достаточно высокой температуры является энергия рассеянной и прямой солнечной радиации.

¹ Б. П. Вейнберг.—Желтый уголь, Изд. Академии Наук, Ленинград 1929.

Разница между холодной (не отапливаемой) теплицей и парником только конструктивная, и заключается в том, что теплица допускает обработку земли внутри без снятия рам.

Опыты К. Г. Трофимова¹ в Средазмете в Ташкенте, повторенные Узбекским Гидро-Метеорологическим научно-исследовательским институтом в Самарканде показали, что при освещении одной рассеянной радиацией можно иметь вполне достаточное нагревание для много-стекольной теплицы.

Парник по существу является простейшей гелиотеплицей.

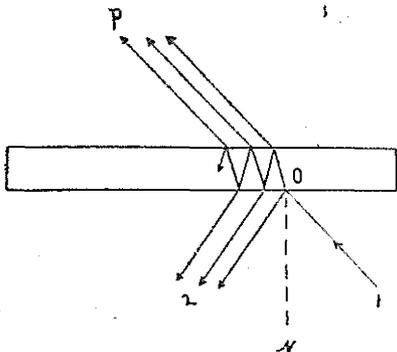
В настоящей работе дана теория стационарного состояния приемника солнечной энергии с одностекольной защитой, которая также может быть применена с некоторыми ограничениями к стационарному состоянию парника. Особенности парника, например, тепловые волны в почве, возникающие вследствие периодичности прихода солнечной энергии, влияние формы и размеров парника и проч., могут быть предметами будущих исследований. Часть выводов развитой здесь теории может быть применена и к многостекольному приемнику солнечной энергии. Это отмечается в соответствующих местах изложения.

Результаты изложенной теории одностекольного приемника вместе с тем намечают путь, по которому должно пойти изучение физических процессов, происходящих в гелиотеплицах, этот путь можно определить, как исследование влияния оптических констант стекла и числа стекол на тепловое состояние гелиотеплицы.

2. Зависимости между некоторыми оптическими величинами, характеризующими стеклянную пластинку.

Рассмотрим прохождение лучей (фиг. 1) через плоскопараллельную прозрачную пластинку достаточно больших размеров (лист стекла).

Пусть на некоторую площадку dS на поверхности этой пластинки падает под углом θ с нормалью к пластинке поток лучистой энергии.



Фиг. 1.

В пластинке поток будет претерпевать многократные отражения. При каждом отражении от той или другой поверхности пластинки часть энергии потока будет выходить наружу.

Сумма всех потоков, вышедших в сторону прохождения через пластинку падающего потока, даст нам часть энергии, пропущенную пластинкой; эту величину обозначим через d и будем называть „прозрачностью пластинки в данном направлении для потока данного спектрального состава“.

Сумма всех потоков, вышедших из пластинки в сторону падения, плюс поток, отраженный при первом падении, даст часть энергии, отброшенную пластинкой в сторону падающего потока. Эту часть энергии падающего потока мы обозначим через g и будем называть „коэффициентом отражения прозрачной пластинки в данном направлении для потока данного спектрального состава“. Часть энергии падающего потока поглощенную пластинкой

¹ К. Г. Трофимов. — Доклад на I Всесоюзной Гелиотехнической конференции в Москве 1931 г.

обозначим через a и соответственно назовем „поглощательной способностью пластинки для лучей данного спектрального состава, падающих под данным углом на пластинку“. Величины a , r и d являются функциями температуры. Между величинами a , r и d существует очевидное равенство

$$a + r + d = 1 \dots \dots \dots (1)$$

Вышеуказанные величины могут быть экспериментально изучены по измерению падающей на пластинку, отраженной и пропущенной пластинкой энергии параллельного потока лучей.

Однако, для теории парника имеют значение соответствующие величины для рассеянной, или диффузной радиации, экспериментальное измерение которых представляется затруднительным.

Далее определение прозрачности, поглощательной способности, коэффициента отражения пластинки для падающей на пластинку рассеянной или диффузной радиации. Пусть на элемент поверхности $d\tau$ пластинки по одну сторону от пластинки внутри тесного угла Ω по всевозможным направлениям падают потоки радиации. Тогда часть всей падающей энергии на элемент $d\tau$, пропущенную пластинкой, мы будем называть „прозрачностью пластинки для данной рассеянной или диффузной радиации“, и обозначим через D . Часть энергии, поглощенную пластинкой и часть энергии отраженную пластинкой, мы назовем соответственно „поглощательной способностью“ и „коэффициентом отражения“ пластинки для данной рассеянной или диффузной радиации и соответственно обозначим через A и R .

Величины A , R и D связаны аналогичным (1) равенством

$$A + R + D = 1 \dots \dots \dots (2)$$

Величины a , r , d и A , R , D можно назвать „оптическими константами стеклянной пластинки для данных участков спектра“ в отличие от оптических констант стекла: коэффициента поглощения, показателя преломления, функциями которых они являются.

Обращаемся к вопросу о зависимости величин A , R и D от величины a , r и d . В дальнейшем мы будем применять большей частью термин диффузная радиация.

Рассмотрим поток диффузной радиации, падающий на элемент $d\tau$ поверхности пластинки. Обозначим через e интенсивность потока лучистой энергии, падающего в данном направлении под углом ϑ на элемент поверхности $d\tau$.

Интенсивность e потока и его спектральный состав для разных направлений, вообще говоря, могут быть различны. Тогда

$$e \cos\vartheta d\Omega d\tau \dots \dots \dots (3)$$

будет выражать количество энергии, падающей внутри телесного угла $d\Omega$ в данном направлении на элемент поверхности $d\tau$. Энергия поглощенная, отраженная и пропущенная пластинкой в данном направлении найдется умножением выражения (3) соответственно на a , r и d .

Выражения

$$\int_{(\Omega)} d\Omega e \cos\vartheta a$$

и

$$\int_{(\Omega)} d\Omega r e \cos\vartheta d\tau$$

будут обозначать соответственно величины падающей и отраженной диффузной радиации внутри телесного угла Ω . Очевидно коэффициент отражения пластинки для диффузной радиации найдется следующим образом:

$$R = \frac{\int (\Omega) d\Omega r e \cos\vartheta d\vartheta}{\int (\Omega) d\Omega e \cos\vartheta d\vartheta} \dots \dots \dots (4)$$

Для А и D получатся аналогичные формулы с заменой r соответственно на a и d.

В том частном случае, который имеет наибольший практический интерес, именно когда интенсивность e падающих потоков по всем направлениям одинакова и $\Omega = 2\pi$; формула (4) значительно упрощается.

Введем координаты ϑ и φ . Принимая во внимание, что $d\Omega = \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$ для R получаем

$$R = \frac{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} d\vartheta r e \cos\vartheta \sin\vartheta d\vartheta}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} d\vartheta e \cos\vartheta \sin\vartheta d\vartheta}$$

Принимая e постоянным, произведя интегрирования по φ и заметив, что

$$\int_0^{\pi/2} \sin\vartheta \cos\vartheta d\vartheta = 1/2$$

для R будем иметь выражение

$$R = \int_0^{\pi/2} r \sin 2\vartheta d\vartheta \dots \dots \dots (5)$$

Аналогично для А и D получим

$$A = \int_0^{\pi/2} a \sin 2\vartheta d\vartheta \dots \dots \dots (6)$$

$$\text{и } D = \int_0^{\pi/2} d \sin 2\vartheta d\vartheta \dots \dots \dots (7)$$

Формула (6) уже была получена мною несколько другим путем¹.

Формулы (5), (6) и (7) имеют большое значение, ибо указывают на метод экспериментального определения величин: прозрачности, поглощательной способности и коэффициента отражения пластинки для диффузной радиации данного спектрального состава.

Достаточно изучить r и d для различных углов ϑ . Как указано, это может быть выполнено измерением ослабления при отражении и прохождении через пластинку параллельного пучка лучей данного спектрального состава.

Полагая в первом приближении относительный спектральный состав прямой и рассеянной солнечной радиации для главных участков спектра одинаковым получаем метод ориентировочного измерения прозрачности, коэффициента отражения и поглощения для рассеянной солнечной радиации по измерениям под разными углами падения прохождения и отражения от стекла прямой солнечной радиации.

Можно отметить еще один метод приближенного определения интересующих нас оптических констант стеклянной пластинки для рассеянной солнечной радиации, основанный на формулах (5), (6) и (7) именно фотометрический метод.

¹ А. М. Титов. — Известия Академии Наук СССР, р. 624. 1931.

Принимая в первом приближении, что главная масса энергии рассеянной солнечной радиации соответствует видимому участку спектра, и что данное стекло почти в равной мере ослабляет при прохождении и в равной мере отражает все цветные лучи (бесцветное стекло³, фотометрируя отражение и прохождение лучей через стеклянную пластинку, падающих на пластинку от участка неба со средним значением радиации, можно получить ориентировочные значения оптических констант пластинки для рассеянной солнечной радиации.

Подчеркиваем еще раз, что оба последние метода могут дать только ориентировочные значения констант, и что представляет значительный интерес дополнительными исследованиями установить насколько эти ориентировочные значения будут отличаться от истинных.

Далее излагается метод определения констант D , R и A стеклянной пластинки для интегральной диффузной радиации по константам, соответствующим отдельным спектральным частотам.

Из формул (5), (6) и (7) получается интересное и существенное следствие. Заметим, что величины γ , a_γ , d_γ , соответствующие падению потока энергии одной определенной частоты γ — не зависят от интенсивности потока.

В таком случае вышеуказанные формулы позволяют сделать заключение, что величины R_γ , A_γ , D_γ — характеризующие отражение, поглощение и прозрачность пластинки для одной определенной частоты γ — также не зависят от интенсивности диффузной радиации, в случае, если интенсивность потоков энергии по всем направлениям одинакова.

Как мы увидим из дальнейшего изложения, того же вывода относительно величин R , A и D сделать, вообще говоря, нельзя.

Если рассмотреть падение диффузной радиации с интенсивностью независимой от направления внутри телесного угла 2π на элемент поверхности dz , то для падающей в единицу времени энергии частоты γ получим $E_\gamma dv dz$

Для падающей энергии всех частот аналогично получим $E dz$. Здесь E_γ и E соответственно можно определить, как интенсивность диффузной радиации частоты γ и интенсивность диффузной радиации данного спектрального состава, падающих внутри телесного угла 2π .

Отметим, что

$$E = \int_0^\infty E_\gamma dv$$

Для отраженной пластинкой диффузной радиации соответственно будем иметь

$$ER = \int_0^\infty E_\gamma R_\gamma dv \dots \dots \dots (8)$$

Равенство (8) в приближенной форме можно написать следующим образом

$$R = \Sigma \rho_\gamma R_\gamma \dots \dots \dots (9)$$

где

$$\rho_\gamma = \frac{E_\gamma}{E} \Delta\gamma$$

Аналогично для величин A и D получим:

$$A = \Sigma \rho_\gamma A_\gamma \dots \dots \dots (10)$$

$$D = \Sigma \rho_\gamma D_\gamma \dots \dots \dots (11)$$

Величину ρ_ν можно назвать весом данной радиации. Полученные приближенные равенства дают способ вычисления величин R , A и D для потока диффузной радиации данного спектрального состава, если известны R_ν , A_ν , D_ν для различных частот, через соответствующие заданной точности интервалы частоты.

Необходимо только, в таком случае, составить таблицу весов монохроматических радиаций для диффузной радиации данного спектрального состава.

Полученные формулы вместе с тем показывают, что величины R , A и D зависят от интенсивности отдельных монохроматических радиаций данного потока.

Обращаемся к частному случаю: падению на пластинку термодинамически равновесной диффузной радиации. Спектральный состав равновесной диффузной радиации, как известно, определяется температурой соответствующей данной радиации.

Падающая внутри телесного угла 2π на элемент поверхности $d\sigma$ пластинки энергия равновесного диффузного излучения выразится следующим образом: $2\pi k_\nu d\nu d\sigma$ — для энергии частоты ν , и $\pi k d\nu$ — для энергии всех частот равновесного излучения.¹

Величина k_ν определяется спектральной формулой M. Planck'a², а величина k законом излучения абсолютно черного тела J. Stefan'a и L. Boltzmann'a³. Для величины ρ_ν получаем следующее выражение

$$\rho_\nu = \frac{2 k_\nu}{K} \cdot \Delta\nu$$

Принимая во внимание изложенное, можно сказать, что для случая падающей равновесной радиации в формулах (9), (10) и (11) величина ρ_ν определяется температурой соответствующей этой падающей радиации, но не температурой тела, которая определяет величины R_ν , A_ν и D_ν .

Вопрос о характере изменения величин R , A и D при изменении температуры, соответствующей падающей радиации, может быть решен исследованием знака $d\rho_\nu$.

Изложенная в гл. 2 теория может быть полностью применена также и к системе плоскопараллельных стеклянных пластинок.

Величины a , γ , δ и A , R , D , относящиеся в таком случае к системе пластинок, будут зависеть от температуры отдельных пластинок.

Все выводы и полученные формулы сохраняют смысл также и для системы.

3. Стационарное состояние приемника солнечной энергии с одностекольной защитой.

Рассмотрим приемник с одностекольной защитой простейшей конструкции.

Мы будем мыслить такой приемник, как прямоугольный ящик с вычерченным дном и с верхней стеклянной стенкой. Высоту ящика мы предположим достаточно малой по сравнению с размерами дна. Внутри ящика находится газообразная фаза, напр., воздух или смесь воздуха и паров и т. д. Дно ящика в частности может быть поверхностью плоского котла, или просто поверхностью земли (парник).

¹ А. М. Титов.—Известия Академии Наук СССР, р. 622, 1931.

² M. Planck.—Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung р. 180 1921.

³ J. Stefan.—Wiener Berichte. 79 р. 391, 1879.

L. Boltzmann.—Wied. Annalen, 22 р. 291, 1884.

Процесс, происходящий в таком приемнике, можно описать следующим образом. Солнечные лучи прямые и рассеянные, падающие на верхнюю, стеклянную стенку приемника, частично поглощаясь стеклом, проходят внутрь, где они поглощаются зачерненным дном приемника; при этом лучистая энергия переходит в тепловую.

Нагретое дно приемника в свою очередь излучает длинноволновую инфракрасную радиацию. Стекло, малопрозрачное для инфракрасных лучей, частично отражает эти лучи назад ко дну приемника, частично поглощает и вновь испускает по направлению ко дну приемника. Таким образом внутри приемника циркулируют по направлению ко дну потоки лучистой энергии большей плотности, чем это имеет место при отсутствии стекла; это и вызывает более высокое нагревание дна. Кроме вышеуказанных процессов лучеиспускания и лучепоглощения в приемнике также происходят и другие процессы:

- а) потеря энергии через стенки приемника (полезная и вредная);
- в) перенос тепла конвекционными токами и теплопроводностью через газовую фазу вверх к стеклу, а также перенос тепла посредством конденсации паров к стеклу;
- с) потеря энергии через боковые стенки приемника, а также потеря вследствие прососов воздуха, по недостаткам конструкции или, наоборот — полезное отведение тепла из приемника посредством просасывания воздуха или вывода паров и т. д.

Рассмотрим процесс, происходящий в одностекольном приемнике более детально.

Обозначим через i величину прямой солнечной радиации падающей под данным углом в единицу времени на единицу площади стеклянной поверхности приемника.

Пусть i' обозначает величину радиации рассеянной частицам в воздухе, а также испускаемой ими, падающей в единицу времени на единицу площади стекла.

Обозначим

$$\frac{i'}{i} = c \parallel$$

Далее введем обозначения

$$\begin{matrix} r_0, d_0, \varepsilon_0 \\ R_0, D_0, A_0 \dots \dots \dots (1) \\ R, D, A \end{matrix}$$

соответственно: коэффициента отражения, прозрачности и поглощательной способности стеклянной пластины для прямой солнечной радиации (первая строка таблицы 1), рассеянной солнечной радиации и испускаемой частицами воздуха радиации, (вторая строка) и инфракрасной равновесной радиации, испускаемой дном приемника (третья строка).

Между величинами таблицы (1) существуют зависимости аналогичные равенствам (1) и (2).

Отраженная, поглощенная и прошедшая через ед. площади стекла полная радиация соответственно выразится следующим образом:

$$\begin{aligned} i r_0 + i' R_0 &= i r \\ i \varepsilon_0 + i' A_0 &= i a \\ i d_0 + i' D_0 &= i d \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} r &= r_0 + c R_0 \\ a &= \varepsilon_0 + c A \\ d &= d_0 + c D_0 \end{aligned}$$

r , a и d — величины характеризующие отражение, поглощение и прохождение полной радиации через стекло. Удобство введения величин i , a и d

заключается в том, что основные формулы, теории одностекольного приемника солнечной энергии принимают один и тот же вид как для случая освещения его полной, так и прямой или рассеянной радиацией.

Далее пусть будут: T ; T_1 ; T'_1 ; T_0 — температуры; дна приемника, внутренней поверхности стекла, наружной его поверхности и воздуха;

I ; I_1 ; I'_1 — величины радиации, излучаемой в ед. времени: ед. поверхности дна, ед. внутренней поверхности стекла и ед. наружной поверхности стекла.

q ; q_1 ; q_0 — приобретаемая в ед. времени на ед. поверхности стекла энергия путем теплопроводности и конвекции через газовую фазу и конденсации паров соответственно: полная, со стороны дна, и наружной конвекцией; Q — прочие потери дна на ед. поверхности (кроме излучения I и теплового потока q_1 — передаваемого стеклу). Сюда входят перечисленные выше вредные потери дна, а также полезно отводимая энергия. Очевидно, что Q представляет предельную величину энергии, которую можно использовать.

Тогда $\frac{Q}{I + I'_1} = \eta$ будет выражать наибольшую возможную величину коэффициента полезного действия при устранении вредных потерь, о которых говорилось выше.

Назовем величину η „предельным коэффициентом полезного действия солнечного приемника“.

Нетрудно видеть, что $q_0 < 0$; $q_1 > 0$ и

$$q = q_0 + q_1 \dots \dots \dots (12)$$

Для излучаемой стеклом внутрь и наружу энергии получим равенства

$$I_1 = m \cdot (ia + IA + q) \dots \dots \dots (13)$$

$$I'_1 = m' \cdot (ia + IA + q) \dots \dots \dots (13a)$$

которые выражают то, что получаемая стеклом энергия тратится на излучение внутрь и наружу.

m и m' коэффициенты весьма близкие, как мы далее докажем, к $1/2$; и $m + m' = 1$;

Полный поток энергии, падающий в ед. времени на ед. площади дна выразится следующим образом.

$$m (ia + IA + q) + id + IR$$

Поток энергии, теряемый в ед. времени через ед. площади дна (в обе стороны), напишется так

$$Q + I + q_1$$

Условие стационарности энергетического состояния дает нам основное уравнение для солнечного приемника:

$$Q + I + q_1 = m (ia + IA + q) + id + IR \dots \dots \dots (14)$$

Нетрудно видеть, что изложенные здесь общие соображения сохраняют смысл и для приемника солнечной энергии с многостекольной защитой. Выведенное основное уравнение (14) остается таким же и для многостекольного приемника. Однако, вследствие необходимости дополнительных исследований относительно коэффициента m , мы не развиваем здесь общей теории многостекольного приемника.

Покажем, что m и m' близки к $1/2$ для одностекольного приемника солнечной энергии.

Тепловой поток, передаваемый теплопроводностью через стекло, выразится равенством

$$\bar{q} = \lambda \frac{\Delta t}{\Delta x},$$

где λ — теплопроводность стекла, Δx — толщина стекла и Δt разность температуры поверхностей стекла.

Допустим, что вся энергия через стекло передается только теплопроводностью и что величина потока q равна интенсивности i солнечной радиации. Примем

$$\bar{q} = 1,3 \frac{\text{м. кал.}}{\text{см}^2 \cdot \text{мин.}}, \text{ т. е. значение радиации выше среднего.}$$

При этих предположениях, мы очевидно получим для разности температур обеих поверхностей стекла значение — близкое к наибольшему

Полагая в среднем $\Delta x = 1,5$ мм и

$$\lambda = 0,0015 \frac{\text{м. кал.}}{\text{см. сек. град.}},$$

получаем $\Delta t = 2,1^\circ$.

Таким образом, в том случае, если приемник будет работать с коэффициентом полезного действия близким к 0, и при этом все теплотери будут происходить только через стекло вверх, разность температур поверхностей стекла все же не будет превосходить $2,1^\circ \text{C}$.

Чем выше коэффициент полезного действия, тем меньше эта разность температур. При коэффициенте полезного действия равном 50% она не выше 1°C .

Принимая для энергии излучаемой верхней и нижней поверхностями стекла соответственно выражения:

$$I_1 = A_1 \sigma T_1^4 \dots \dots \dots (15)$$

$$\text{и } I_1' = A_1 \sigma T_1'^4 \dots \dots \dots (15-a)$$

где A_1 лучепоглощательная способность равновесного излучения, соответствующего температуре T_1 ,² мы будем иметь наибольшее и наименьшее значения для этой энергии. На самом деле значения энергии лежат ближе друг к другу, т. к. энергия излучается не поверхностью, а слоями некоторой толщины, т. е. слоями промежуточных температур. Предположение, что вся получаемая приемником энергия излучается обратно вверх стеклом, эквивалентно предположению о наивысшей температуре нагрева приемника.

В этом случае можем принять, что градиент температуры между наружным воздухом и стеклом будет не ниже 30°C в среднем (опыты с нагреванием зачерненного листа³).

Примем за низшую температуру наружного воздуха — 30°C . Нетрудно видеть, что последние предположения дают наименьшую величину для T_1 , а следовательно наибольшую для величины $\frac{I_1 - I_1'}{I_1'}$

¹ Landolt u. Börnstein.—Physikalisch-chemische Tabellen, 13, II p. 1296, 1923.

² А. М. Титов.—Известия Академии Наук СССР, p. 623. 1931 г.

³ С. М. Горленко.—О влиянии числа стекол на температуру в солнечных приемниках. Доклад на заседании УэГИМЕИИ²а и кафедры физики Уэб. Педакадемии, 1931 г. и на заседании Постоянной Актинометрической комиссии в Ленинграде 17 декабря 1932 г.

Таким образом, получаем

$$\frac{I_1 - I_1'}{I_1} = \frac{A_1 \sigma T_1^4 - A_1' \sigma T_1'^4}{A_1 \sigma T_1^4} < \frac{275,1^4 - 273^4}{273^4} \approx 0,03.$$

Отсюда для пределов значений m будет иметь $0,4925 < m < 0,5075$. Действительные колебания m будут, однако меньше. С достаточной для практических целей точностью можем положить $m = m' = 1/2$.

Далее имеем еще нижеследующие зависимости:

$$I = \sigma T^4 \dots \dots \dots (16)$$

$$q_0 = -2,8 (T_1 - T_0)^{5/4} \frac{6 \cdot \text{кал.}}{\text{м}^2 \cdot \text{час.}} \dots \dots \dots (17)$$

Коэффициент 2,8 в формуле (17) имеет место для горизонтальной поверхности, для случая вертикальной поверхности следует принять значение 2,2.

Для малых разностей температур вместо формулы (17) для вертикальной стенки по Nusselt² лучше принять формулу

$$q_0 = \left[3,0 + 0,08 (T_1 - T_0) \right] \cdot (T_1 - T_0) \frac{6 \cdot \text{кал.}}{\text{м}^2 \cdot \text{час.}} \dots \dots \dots (17-a)$$

Что же касается теплового потока q_1 , то вообще говоря он может представлять весьма сложную функцию от температур T и T_1 . Так мы можем иметь вынужденную или свободную конвекцию. Пример вынужденной конвекции—продувание воздуха через солнечный приемник для получения горячего воздуха. Может иметь место осаждение жидкой фазы (конденсация) на нижней поверхности стекла, типичный пример—солнечные опреснители. Во всех этих случаях представляется необходимым провести специальное исследование относительно вида функции $q_1 = f(T, T_1)$ и частной теории данного приемника солнечной энергии. Мы ограничимся здесь тем случаем, когда имеется перенос теплоты посредством теплопроводности и конвекции при свободном движении воздуха. В этом случае

$$q_1 = \frac{\lambda + \chi}{h} (T - T_1) \dots \dots \dots (18)$$

где λ —коэффициент теплопроводности воздуха, χ —коэффициент конвекции и h —толщина воздушного промежутка.

Формулы (12), (13), (14), (15), (16), (18) и (17) или (17-a) решают вопрос о стационарном состоянии одностекольного приемника солнечной энергии.

В зависимости от деталей конструкции могут быть сделаны те или иные предположения относительно потока энергии Q (тепловой поток полезный и вредный вниз через дно и т. д.).

Из формулы (14) принимая во внимание замечания относительно m и уравнения (2) и (12) для потока энергии Q получаем выражение:

$$Q = \left(\frac{1}{2} a + d\right) i - \left(\frac{1}{2} A + D\right) I - \frac{1}{2} q_1 + \frac{1}{2} q_0 \dots \dots \dots (19)$$

¹ Hencky—Untersuchungen z. Isolierung v. Kühlräumen, Zeitschrift f. d. Ges. Kälteindustrie, 1915, p. 79, 91.

Hencky.—Wärmeverleuste durch ebene Wände, 1921.

² Nusselt.—Die Wärmeleit. von Isolierstoffen. Mitteilungen üb. Forsch. Arb. Heft 62/66.

³ H. Gröber.—Einführung in die Theorie des Wärmeüberganges.

Коэффициенту при I принимая во внимание равенство (2) можно также придать следующий вид: $\frac{1}{2}(1 - R + D)$.

Уравнение (19) при помощи равенств (16), (17) и (18) нам дает формулу для вычисления предельного коэффициента полезного действия η одностекольного приемника солнечной энергии в зависимости от оптических констант стекла, разностей температур, температуры дна и величины падающей радиации. Вычислим η для случая, когда рассеянной радиацией можно пренебречь.

$$\eta = \left(\frac{1}{2} a + d \right) - \left(\frac{1}{2} A + D \right) \frac{\sigma T^4}{i} - \frac{1}{2} \frac{\lambda + X}{h} \frac{T - T_1}{i} - 1,4 \frac{(T_1 - T_0)^{5/4}}{i} \dots \dots \dots (20)$$

Уравнения (13), (15), (16), (17) и (18) определяют T_1 по данным T_0 и T . Действительно, подставляя в формулу (13) значения q , I и I_1 , выраженные через температуры T_0 , T и T_1 , мы получаем T_1 как неявную функцию температур T и T_0 .

Если подставить значение T_1 , выраженное через T и T_0 в уравнение (19), то мы получим η в функции температуры T дна, температуры T_0 наружного воздуха, оптических констант и величины i падающей радиации. Однако, практическое решение уравнений относительно T_1 является весьма трудным.

Отметим, что значения коэффициента η в зависимости от температуры будут заключаться между 0 и некоторой наибольшей величиной, которой будет соответствовать наименьшая температура дна (T_0). Значение же нуль коэффициента η будет соответствовать наибольшей температуре дна, которая определялась бы из одного уравнения (20), если бы T_1 можно было выразить в виде явной функции от T .

Обращаемся к исследованию формулы (20).

При заданных оптических константах стекла наибольшую величину для коэффициента полезного действия мы будем иметь, когда $T = T_1 = T_0$.

В этом случае η получает значение

$$\eta = \left(\frac{1}{2} a + d \right) - \frac{1}{2} (1 - R + D) \frac{\sigma T_0^4}{i} \dots \dots \dots (21)$$

где всегда $\sigma T_0^4 < i$, если под i понимать среднюю величину прямой радиации, ибо эта величина σT_m^4 , как показывают вычисления, может нагреть абсолютно черную поверхность до температуры T_m значительно более высокой, чем наблюдается на земле температура воздуха T_0 .

Теперь обращаемся к вопросу, как будет изменяться эта наибольшая величина коэффициента η в зависимости от инфракрасных оптических констант пластинки стекла.

Очевидно, что наибольшее значение η получит в том случае, когда прозрачность стекла D равна 0 и отражение его наибольшее $R = 1$;

Наибольшее значение коэффициента будет следующим:

$$\eta = \frac{1}{2} a + d,$$

т. е. η равно той части падающей солнечной энергии, которая входит в приемник. Величину: $\left(\frac{1}{2} a + d \right) = \eta$ целесообразно будет назвать „коэффициентом вхождения солнечной энергии в одностекольный приемник“.

Понятие о „коэффициенте вхождения“ было введено в гелиотехнику проф. Б. П. Вейнбергом¹, и отнесено им к величине d .

Однако, более целесообразно „коэффициентом вхождения“ называть величину $\left(\frac{1}{2} a + d\right)$, ибо удержание этого названия за величиной d привело бы к тому последствию, что коэффициент полезного действия приемника может быть больше коэффициента вхождения энергии.

Наименьшее значение при температуре дна T_0 коэффициент η получит в том случае, когда стекло будет пропускать всю инфракрасную радиацию, т. е. если $D=1$ и $R=0$

Следовательно максимальное значение η в зависимости от оптических констант стекла для инфракрасной части спектра при температуре дна T_0 будет колебаться между пределами

$$\left(\frac{1}{2} a + d\right) \geq \eta \geq \left(\frac{1}{2} a + d\right) - \frac{1}{2} \frac{\sigma T_0^4}{i};$$

Однако, для сравнения оптических достоинств приемников, для оценки их коэффициентов полезного действия с этой стороны, температура T_0 воздуха является переменным фактором, затемняющим влияние оптических констант. Нагляднее будет для рассмотрения влияния этих констант предположить, что наш приемник расположен в пустоте (газовая фаза отсутствует). Этому предположению будет соответствовать для коэффициента η также формула (21), однако, с тем изменением, что вместо T_0 нужно в нее подставить температуру дна T .

С вышеуказанной заменой коэффициента при I получаем равенство

$$\eta = \left(\frac{1}{2} a + d\right) - \left(\frac{1}{2} A + D\right) \frac{\sigma T^4}{i} \dots \dots \dots (22)$$

В этом случае, вообще говоря, для некоторых значений коэффициента η может иметь место обратное неравенство $\sigma T^4 > i$

В рассматриваемом случае поток энергии Q (полезные и вредные потери) может быть направлен только вниз, а в силу этого, как нетрудно видеть из равенства (19), величина $\left(\frac{1}{2} A + D\right) \sigma T^4$ будет представлять потери приемника на излучение.

Поэтому является целесообразным величину

$\delta = \left(\frac{1}{2} A + D\right) \frac{\sigma T^4}{i}$ назвать „коэффициентом расхода приемника на излучение“. Величина $\tau = \frac{\sigma T^4}{i}$ температурный фактор показывает, что с возрастанием абсолютной температуры дна „коэффициент расхода на излучение“ быстро возрастает.

Для коэффициента полезного действия η в этом частном случае получаем формулу

$$\eta = \gamma - \delta \dots \dots \dots (23)$$

Наибольший коэффициент расхода на излучение приемника в зависимости от температуры дна будет при $\eta = 0$.

Наиболее наглядно сравнивать расход приемников на излучение при одной и той же температуре дна и при $\eta = 0$.

¹ Б. П. Вейнберг. — Доклад на Всесоюзной Гелиоконференции в Москве 1931 г.

Тогда из формулы (22) получаем

$$i = \frac{\frac{1}{2} A + D}{d + \frac{1}{2} a} \cdot T^4 \dots \dots \dots (24)$$

Здесь i есть величина расходуемой на излучение и отражение энергии. Величину

$$\Delta = \frac{\frac{1}{2} A + D}{d + \frac{1}{2} a} = \frac{1 - R + D}{2 \left(d + \frac{1}{2} a \right)} \dots \dots \dots (25)$$

мы назовем „относительным коэффициентом расхода приемника на излучение и отражение“, ибо она является мерой относительного расхода приемников на излучение и отражение при одинаковой температуре дна и при $\eta=0$.

Δ равно 1 (в процентах 100%) при отсутствии стекла.

Величина Δ является характеризующей качество приемника со стороны его оптических свойств.

Введение и анализ понятия об относительном коэффициенте расхода на излучение и отражение дает нам возможность указать на путь, по которому нужно направить исследование.

Если при одной и той же температуре дна приемника нам необходимо иметь наименьшие потери на излучение, то величина Δ должна иметь наименьшее значение.

В частном случае это как-раз является существенным для парника или холодной теплицы. Чтобы удовлетворить данному условию стекло должно быть по возможности мало прозрачным для инфракрасных лучей (D близко к 0). Вместе с тем стекло должно возможно сильно отражать инфракрасные лучи (R близко к 1). Для обыкновенных сортов стекла первое условие имеет место, а второе нет. Причем нужно заметить, что эти условия должны иметь место для тех инфракрасных длин волн, к которым относится главная масса энергии излучаемая дном.

Аспиранты Узб. Педагогической Академии А. Кочнев и С. Умаров¹ предприняли вычисление тех участков длин волн, к которым относится главная масса энергии для температур, имеющих значение в Гелиотехнике. Ими найдено, что для температуры в 100° С. 63,5% излучаемой дном солнечного приемника энергии лежат в пределах длин волн, от 4 μ до 13 μ ; 22,8% энергии лежит в пределах от 13 μ до 22 μ ; и только 1,4% энергии находится в пределах от 2 μ до 4 μ .

Для видимой части и коротковолновой инфракрасной части солнечного спектра стекло, наоборот, должно обладать высокой прозрачностью (d велико).

Таким образом возникает проблема изготовления стекла с подходящими для целей гелиотехники оптическими константами—с „металлическим“ отражением в длинноволновой инфракрасной части спектра и большой прозрачностью для солнечной радиации.

Можно указать еще на одно направление, работа в котором представляла бы значительный интерес. Коэффициент поглощения лучистой энергии в тонких слоях металлов, вообще говоря, быстро растет от видимой части спектра к инфракрасной.

¹ А. Кочнев и С. Умаров.—Доклад на заседании УзГИМЕИНа и кафедры физики Узб. Педакадемии. 1931 г.

Вместе с тем имеются металлы, для которых и в случае толстого слоя металла коэффициент отражения возрастает от видимой части спектра к инфракрасной,

В нижеприведенной таблице даны некоторые числовые данные¹.

Ш о л и б д е н

| λ | 350 $\mu\mu$ | 700 $\mu\mu$ | 3 μ | 12 μ |
|-----------|--------------|--------------|---------|----------|
| τ | 41% | 49,8% | 87% | 95% |

С е р е б р о

| λ | 450 $\mu\mu$ | 650 $\mu\mu$ | 750 $\mu\mu$ | 3,4 μ | 4,4 μ |
|-----------|--------------|--------------|--------------|-----------|-----------|
| τ | 90,5% | 94% | 98% | 98,5% | 98,5% |
| k | 2,5 | 3,42 | 4,57 | 22,9 | 32,6 |

(Обозначения: τ —коэффициент отражения в процентах, k —коэффициент поглощения, λ —длина волны).

Можно предполагать, что в тонком слое металла, при соответственно подобранной толщине слоя, отражение длинных инфракрасных волн будет значительным, в то время, как поглощение видимых и коротких инфракрасных волн может быть еще небольшим. Покрытие стекла тонким слоем металла в таком случае может увеличить его отражающие свойства для инфракрасной радиации, идущей изнутри приемника, не делая стекла в то же время слишком непрозрачным для солнечной радиации. При подходящем выборе оптических констант R , D , d , а для слоя металла в зависимости от рода металла и толщины слоя может получиться большее значение Δ , чем это имеет место вообще для стекла.

Пример 1. (Обыкновенное стекло хорошего качества. Оптические константы взяты ориентировочно)

$$d = 90\%; a = 3\%; D = 0; R = 5\%$$

Для относительного коэффициента расхода на излучение и отражение получаем $\Delta = 52\%$;

$$\text{Пример 2. } d = 70\%; a = 10\%; D = 0; R = 60\%$$

Для относительного коэффициента расхода на излучение и отражение получаем

$$\Delta = 26\%$$

Вычислим температуры, до которых должно нагреваться дно приемника в обоих этих случаях. При отсутствии потерь через дно и через воздух при средней величине радиации

$$i = 1,35 \frac{\text{м. кал.}}{\text{см}^2 \text{ мин.}}$$

¹ Landolt u. Börnstein—Physikalisch-chemische Tabellen, I. Ergänzungsband, p. p. 468, 472, 1927.

Формула (24) дает

$$T = \sqrt[4]{\frac{1,35}{60 \cdot \sigma \Delta}}$$

Принимая $\sigma = 1,38 \cdot 10^{12} \frac{\text{м. кал.}}{\text{см}^2 \text{ сек. град.}^4}$

в первом случае для температуры дна будем иметь

$$T = 421^\circ \text{ abs}, = 148^\circ \text{C}$$

Во втором случае

$$T = 500^\circ \text{ abs} = 227^\circ \text{C}$$

Представляется весьма интересным исследование различных способов получения тонких металлических слоев с точки зрения получения наименьшего коэффициента расхода Δ . Как на один из способов, который мог бы иметь значение для практики, можно указать на получение металла в дисперсном состоянии и затем нанесение его на стекло в смеси с лаком, прозрачным для длинных инфракрасных волн.

4. О способе приближенного вычисления стационарного состояния солнечного приемника.

В некоторых случаях можно поступить следующим образом:

Задавшись средней температурой воздуха T_0 и оптическими константами, будем давать температуре дна различные значения, начиная от наименьшей T_0 , и искать соответствующие значения коэффициента η .

Обозначая через $q^1 = -q = -(q_0 + q_1)$ — теряемую конвекцией и теплопроводностью через воздух теплоту из уравнений (13), (15) и (16) получим

$$A_1 \sigma T_1^4 = \frac{1}{2} a i + \frac{1}{2} A \sigma T^4 - \frac{1}{2} q^1 \dots \dots \dots (26)$$

Величины a , A и A_1 будем считать данными и в интервалах температур, в которых происходит работа приемника. Величины q_0 и q_1 пусть даны формулами (17) и (18). Тогда $q^1 > 0$.

Вычислим температуру T_1 методом последовательных приближений.

Так как T_1 неизвестно, то при вычислении в первом приближении придется полагать $A = A_1$, что, вообще говоря, при имеющих место градиентах температуры в приемнике близко соответствует действительности.

В формуле (26) отбросим $\frac{1}{2} q^1$ и вычислим T_1 , в таком случае получим значение θ_1 , большее истинного значения T_1 .

Истинное значение T_1 мы и будем обозначать T_1 .

Подставляя величину θ_1 в формулы (17) и (18), мы получим для q^1 значение $q^1(\theta_1)$ большее, чем истинное значение q^1 . Если теперь мы поставим величину $q^1(\theta_1)$ в формулу (26) вместо q^1 и вычислим T' то мы получим значение θ_2 меньше истинного T_1 . Определив при помощи θ_2 аналогичным образом значение $q^1(\theta_2)$ меньше истинного q^1 , мы можем вычислить значение θ_3 большее истинного T_1 .

В результате получится ряд неравенств

$$\theta_1 > \theta_2 > \dots > T_1 > \dots > \theta_4 > \theta_3;$$

которые дают возможность сколь угодно близко подойти к истинному значению T_1 .

В том случае, если бы значение A_1 отличалось от значения A на большую величину, чем это допускается заданной точностью вычислений T_1 , можно,

¹ Landolt u Börnstein, Physikalisch-chemische Tabellen 13 II p. 804, 1923 г.

4580

аналогично методом последовательных приближений вносить необходимые поправки в значения A_1 и T_1 .

Вычислив таким образом T_1 по формуле (20) можно определить соответствующее заданной температуре T дно значение η .

Однако заметим, что вычисление можно произвести только в том случае, если $q^1(\theta_1)$ не обращает правую часть равенства (26) в величину меньшую нуля. Если это имеет место, то можно поступить следующим образом: подобрать T_1 путем проб, составив таблицы значений для обеих частей равенства (26) при T_1 меняющимся в промежутке от T_0 до T .

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit sind die Grundlagen der Theorie von dem Wärmeempfangsapparat der Sonnenstrahlungsenergie mit Einglasschutz entwickelt. Das gewöhnliche Treibbeet ist ein typischer Empfänger solcher Art. Die Schlussfolgerungen der dargelegten Theorie kann man teilweise zu dem Empfänger der Sonnenstrahlungsenergie mit dem Schutz von vielen Gläsern zu legen.

Infolge der Entwicklung der Idee von Heliotreibhäusern mit dem Schutz von vielen Gläsern, hat die Erörterung der energetischen Vorgänge, die in solchen Treibhäusern stattfinden werden, grosse Bedeutung bekommen.

In der Arbeit werden die Vorstellungen von den optischen Konstanten einer Glasplatte für Diffusenstrahlung der gegebenen Spektralzusammensetzung, von der Grössen R , D und A — „Reflexionskoeffizient“, „der Durchsichtigkeit“ und „Absorptionsvermögen“ der Glasplatte für die gegebene Diffusenstrahlung, eingeführt. Weiterhin ist die Abhängigkeit zwischen diesen konstanten und den beziehenden Grössen r , d und a für die direkte Strahlung der gleichen Zusammensetzung, die von dem Einfallswinkel und so weiter abhängen, dargestellt.

Diese Abhängigkeiten werden folgenderweise ausgedrückt:

$$R = \int_{(\Omega)} z \sin 2\vartheta d\vartheta \quad D = \int_{(\Omega)} d \sin 2\vartheta d\vartheta \quad A = \int_{(\Omega)} a \sin 2\vartheta d\vartheta$$

Mit der Hilfe der eingeführten optischen Konstanten der Glasplatte wird der stationäre Zustand des Sonnenstrahlungsenergieempfängers beschrieben. Die Grundgleichung des stationären Zustands von dem Sonnenstrahlungsenergieempfänger bekommt im allgemeinen Fall folgenden Ausdruck:

$$Q = (ma + d) i - (mA + D) \sigma T^4 - m'q_1 + m'q_0$$

Hier sind a und d die Konstanten der Glasplatte, die die Absorption und den Durchgang der Sonnenstrahlungsenergie charakterisieren, i ist die Grösse der Sonnenstrahlungsenergie, welche in Zeiteinheit auf Flächeneinheit des Empfängers fällt, A und D sind die Konstanten der Glasplatte, welche die Absorption und den Durchgang der diffusen ultraroten Strahlung charakterisieren, die vom Boden des Empfängers ausgestrahlt wird. T ist die Temperatur des Bodens, q_1 ist die Wärme, die die Flächeneinheit des Glases von der Wärmeleitung der Luft und innerer Konvektion gewinnt; q_0 — ist die von der äusserlichen Konvektion entsprechende Grösse; ($q_0 < 0$); Q ist der Grenzwert der Energie, die vorteilhaft ausgenutzt werden kann; m und m' sind die Koeffiziente die Halbeeinheit als gleiche für Einglasempfinger annehmen kann; σ ist Stefan-Boltzmannsche Strahlungskonstante. Weiterhin wird in der Arbeit die „Grösse des Nutzeffektes des Empfängers angegeben, der Begriff vom Koeffizientenaufwand des Empfängers für die Strahlung eingeführt und wird sein Ausdruck in der Abhängigkeit von den optischen Konstanten des Glases gegeben. Ausserdem wird in der Arbeit die Methode der annähernden Berechnung vom stationären Zustand des Sonnenstrahlungsenergieempfängers mit dem Einglasschutz entwickelt.

К ВОПРОСУ О ЛУЧЕПОГЛОЩАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ТЕЛ, КАК ФУНКЦИИ ОПТИЧЕСКОЙ КОНСТАНТЫ П.

Для теории приемников солнечной энергии является чрезвычайно важным разрешение вопроса о количестве энергии, излучаемой различными частями приемника.

Для интегрального лучеиспускания абсолютно черного тела вопрос теоретически разрешен полностью Stefan'ом¹ и Boltzmann'ом². Зависимость излучения энергии от длины волны для абсолютно черного тела дана М. Планк'ом³. Закон излучения энергии для любого — не абсолютно абсолютно черного — тела дан G. Kirchhoff'ом⁴. Закон этот имеет общий характер, — постоянство соотношений между лучепоглощением и лучеиспусканием для всех тел, — но не дает конкретных зависимостей, именно, количества излучаемой данным телом энергии в зависимости от его физических констант.

Эта конкретная зависимость от физических констант, именно, от показателя преломления, была дана проф. А. М. Титовым⁵ для тел, к которым можно считать приложимым закон отражения Fresnel'я, в частности, следовательно, для стекла. Проф. А. М. Титовым уточнено применение закона G. Kirchhoff'a к различным случаям излучения и уточнены понятия о лучепоглощательных способностях тела.

Принимая во внимание эти определения лучепоглощательных способностей, оказалось возможным закон G. Kirchhoff'a выразить в следующих четырех формах:

$$\frac{e_{\nu}}{a_{\nu}} = 2K_{\nu} \cos \theta; \quad \frac{e}{a} = K \cos \theta$$

$$\frac{E_{\nu}}{A_{\nu}} = 2\pi K_{\nu} \quad \frac{E}{A} = \pi K,$$

где a_{ν} — лучепоглощательная способность тела для неполяризованных лучей частоты ν , падающих на тело под углом θ .

a — лучепоглощательная способность тела для равновесного неполяризованного излучения, падающего под углом θ , при чем спектральный состав равновесного излучения должен соответствовать температуре тела.

¹ Stefan.—Wien. Ber. т. 79, стр. 391, 1879 г.

² Boltzmann.—Wiedemann Ann. т. 22, стр. 291, 1884 г.

³ M. Planck.—Vorles. über die Theorie der Wärmestrahlung, стр. 180, 1921 г.

⁴ G. Kirchhoff.—Abhandlungen über Emission und Absorption, 1859 г., 1860—1862 г.

⁵ Проф. А. М. Титов.—О температуре тела в потоке лучистой энергии—доклад, читанный на I Всесоюзном съезде физиков в 1930 г. в Одессе.

A_ν — лучепоглощательная способность тела для неполяризованных лучей частоты ν , падающих на элемент поверхности внутри телесного угла 2π с интенсивностью $2K_\nu$, независимой от направления.

A — лучепоглощательная способность тела для равновесного неполяризованного излучения, падающего внутри телесного угла 2π на элемент поверхности тела, при чем спектральный состав равновесного излучения должен соответствовать температуре тела.

K_ν — дается, как было указано выше, формулой Планка,

K — законом Стефана — Больцмана.

e_ν ; e ; E_ν ; E — соответствующие лучепоглощательным способностям лучеиспускательные способности.

Далее, проф. А. М. Титовым было доказано, что:

$$A_{\nu z} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} a_\nu \sin 2\theta d\theta \quad \text{и} \quad A = \int_0^{\frac{\pi}{2}} a \sin 2\theta d\theta$$

и таким образом A_ν может быть выражено в первом приближении в функции от показателя преломления для данной длины волны, если воспользоваться для A_ν формулой Френеля¹, откуда получается выражение для E_ν излучаемой энергии;

$$E_\nu = 2\pi K_\nu \int_0^{\frac{\pi}{2}} a_\nu \sin 2\theta d\theta = 2\pi K_\nu \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{1}{2} \frac{\sin 2\theta \sin 2\psi}{\sin^2(\theta + \psi)} + \frac{1}{2} \frac{\sin 2\theta \sin 2\psi}{\sin^2(\theta + \psi) \cos^2(\theta - \psi)} \right] \sin 2\theta d\theta$$

с помощью которого можно выразить излучение стекла как функцию температуры и показателя преломления. Это является особенно важным для теории приемника солнечной энергии, т. к. от свойств стекла и зависит полезная работа приемника.

Проф. А. М. Титовым было показано, что упомянутое выражение приводится к виду:

$$E_\nu = 2\pi K_\nu \int_{z_0}^{z'} \left[cz + \frac{c_1}{z} + \frac{c_2}{z^2} + \frac{c_3}{z^4} + \frac{\rho^2 z + p^2}{z^2 + q^2 z + q_2} \right] dz$$

где c ; c_1 . . . ρ_1 . . . q_2 постоянные коэффициенты, зависящие только от показателя преломления n . Окончательного вычисления произведено не было.

Настоящая работа имеет целью получить выражение для E_ν в окончательном виде, а, с другой стороны, дать упрощенную формулу, пригодную для практического вычисления энергии.

Разрешение первого вопроса сводится к нахождению интеграла:

$$A_\nu = \int_0^{\frac{\pi}{2}} a_\nu \sin 2\theta d\theta = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{1}{2} \frac{\sin 2\theta \sin 2\psi}{\sin^2(\theta + \psi)} + \frac{1}{2} \frac{\sin 2\theta \sin 2\psi}{\sin^2(\theta + \psi) \cos^2(\theta - \psi)} \right] \sin 2\theta d\theta \quad (1)$$

¹ Fresnel.—Oeuvres, т. 1, стр. 441—799.

где ψ необходимо заменить из соотношения:

$$\sin \theta = n \sin \psi$$

При вычислении интеграла (1) мы пользуемся, за исключением случаев, особо оговоренных, иными приемами, нежели те, которые были предложены проф. А. М. Титовым.

Заменяя в подынтегральной функции $\sin \psi$ и $\cos \psi$ через $\sin \theta$, получим (1) в виде:

$$A_v = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{2 \cos \theta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{(\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + \cos \theta)^2} + \frac{2n^2 \cos \theta \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{(\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + n^2 \cos \theta)^2} \right] \sin 2\theta \, d\theta \quad (\text{II})$$

Преобразуем радикал $\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}$ таким образом:

$$\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} = \sqrt{n^2 - 1 + 1 - \sin^2 \theta} = \sqrt{n^2 - 1 + \cos^2 \theta}$$

Пусть для краткости $n^2 - 1 = b$. Вводим подстановку¹: $\cos^2 \theta = x$. тогда $-\sin 2\theta \, d\theta = -dx$ и пределы: при $\theta = 0$ $x = 1$, при

$$= \frac{\pi}{2} \quad x = 0. \text{ Тогда}$$

$$A_v = \int_0^1 \frac{2\sqrt{x} \sqrt{x+b}}{(\sqrt{x} + \sqrt{x+b})^2} dx + \int_0^1 \frac{2n^2 \sqrt{x} \sqrt{x+b}}{(n^2 \sqrt{x} + \sqrt{x+b})^2} dx \dots \quad (\text{III})$$

Введем вторую подстановку, рационализирующую обе подынтегральных функции:

$$\sqrt{x+b} = z - \sqrt{x}, \text{ откуда } \sqrt{x} = \frac{z^2 - b}{2z};$$

$$\sqrt{x+b} = \frac{z^2 + b}{2z} \text{ и } dx = \frac{z^4 - b^2}{2z^3} dz$$

Пределы интегрирования: при $x = 0$ $z = \sqrt{b} = \sqrt{n^2 - 1}$

$$, \quad x = 1 \quad z = \sqrt{b+1} + 1 = n + 1$$

$$A_v = \frac{1}{4} \int_{\sqrt{n^2-1}}^{n+1} \frac{(z^4 - b^2)^2 dz}{z^7} + n^2 \int_{\sqrt{n^2-1}}^{n+1} \frac{(z^4 - b^2)^2 dz}{z^3 [(n^2 + 1)z^2 - b]^2} \dots \quad (\text{IV})$$

Первый интеграл J' берется непосредственно:

$$J' = \frac{1}{4} \left[\frac{z^3}{2} + \frac{b^3}{z^2} - \frac{b^4}{6z^6} \right]_{\sqrt{n^2-1}}^{n+1} = \frac{2}{3} \frac{2n+1}{(n+1)^2} \sqrt{n^2-1}$$

¹ Эта подстановка была предложена проф. А. М. Титовым.

Во втором интеграле J'' исключим целую часть из подынтегральной функции. Тогда J'' разложится на два интеграла:

$$J'' = \frac{n^2}{(n^2+1)^2} \int \frac{z dz}{\sqrt{n^2-1}} + \frac{b^2 n^2}{(n^2+1)^2} \int \frac{2(n^2+1)z^6 - [2(n^2+1)^2 + b^2]z^4 + b^2(n^2+1)^2}{z^8 [n^2+1]z^2 - b^2} dz =$$

$$= \frac{n^2(n+1)}{(n^2+1)^2} + \frac{b^2 n^2}{(n^2+1)^2} J_1 \dots \dots \dots (V)$$

Введем обозначения:

$$n^2 + 1 = \alpha^2; \quad 2\alpha^4 + b^2 = \beta; \quad b^2 \alpha^4 = \gamma.$$

Тогда J_1 можно представить в виде:

$$J_1 = \int \frac{2\alpha^2 z^6 - \beta z^4 + \gamma}{z^8 (\alpha^2 z^2 - b^2)^2} dz = \int \frac{2\alpha^2 z^6 - \beta z^4 + \gamma}{z^8 (\alpha z + b)^2 (\alpha z - b)^2} dz$$

Подынтегральную функцию можно разложить на простые дроби:

$$\frac{2\alpha^2 z^6 - \beta z^4 + \gamma}{z^8 (\alpha z + b)^2 (\alpha z - b)^2} = \frac{A_1}{z^3} + \frac{A_2}{z^2} + \frac{A_3}{z} + \frac{B_1}{(\alpha z + b)^2} + \frac{B_2}{\alpha z + b} +$$

$$+ \frac{C_1}{(\alpha z - b)^2} + \frac{C_2}{\alpha z - b},$$

где неопределенные коэффициенты A , B и C имеют такие значения:

$$A_1 = \frac{\gamma}{b^4}; \quad A_2 = 0; \quad A_3 = \frac{2\gamma\alpha^2}{b^6}; \quad B_1 = -C_1 = \frac{\beta b^4 - 2b^4 - \gamma\alpha^4}{4\alpha b^5}$$

$$B_2 = C_2 = \frac{b^6 - \gamma\alpha^4}{\alpha b^4}$$

или, по замене α , β , γ и b их значениями, выраженными через n :

$$A_1 = \frac{(n^2+1)^2}{(n^2-1)^2}; \quad A_2 = 0; \quad A_3 = \frac{2(n^2+1)^2}{(n^2-1)^4}; \quad B_1 = -C_1 =$$

$$= -\frac{4n^4}{\sqrt{n^2+1}(n^2-1)}; \quad B_2 = C_2 = -\frac{8n^2(n^4+1)}{\sqrt{n^2+1}(n^2-1)^4}$$

Таким образом

$$J_1 = \left[-\frac{A_1}{2z^2} + A_3 \ln z - \frac{B_1}{\alpha} \left(\frac{1}{\alpha z + b} - \frac{1}{\alpha z - b} \right) + \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{B_2}{z} \ln (a^2 z^2 - b^2) \Big|_{\sqrt{n^2-1}}^{n+1} = \left[-\frac{A_1}{2z^2} + A_3 \ln z + \frac{2 B_1 b}{\alpha (a^2 z^2 - b^2)} + \right. \\
 & \qquad \qquad \qquad \left. + \frac{B_3}{z} \ln (a^2 z^2 - b^2) \right] \Big|_{\sqrt{n^2-1}}^{n+1} \\
 J_1 = & -\frac{(n^2+1)^2}{2(n^2-1)^2} \left[\frac{1}{(n+1)^2} - \frac{1}{n^2-1} \right] + \frac{2(n^2+1)^3}{(n^2-1)^4} \ln \frac{n+1}{\sqrt{n^2-1}} - \\
 & - \frac{8n^4}{(n^2+1)(n^2-1)^2} \left[\frac{1}{(n^2+1)(n+1)^2 - (n^2-1)^2} - \frac{1}{n^4-1 - (n^2-1)^2} \right] - \\
 & - \frac{8n^2(n^4+1)}{(n^2+1)(n^2-1)^4} \ln \frac{(n^2+1)(n+1)^2 - (n^2-1)^2}{(n^4-1) - (n^2-1)^2} = \\
 & = \frac{(n^2+1)^2}{(n^2-1)^3(n+1)} + \frac{(n^2+1)^2}{(n^2-1)^4} \ln \frac{n+1}{n-1} + \frac{4n^3}{(n^2-1)^3(n+1)} - \\
 & - \frac{8n^2(n^4+1)}{(n^2+1)(n^2-1)^4} \ln \frac{n(n+1)}{n-1}
 \end{aligned}$$

и окончательно:

$$\begin{aligned}
 J_1 = & \frac{(n^2+1)^2}{(n^2-1)^3(n+1)} + \frac{4n^3}{(n^2-1)^3(n+1)} + \frac{1}{n^2+1} \ln \frac{n+1}{n-1} - \\
 & - \frac{8n^2(n^4+1)}{(n^2+1)(n^2-1)^4} \ln n
 \end{aligned}$$

Так как $A_v = J + J''$, а по (V) $J'' = \frac{n^2(n+1)}{(n^2+1)^2} + \frac{n^2(n^2-1)^2}{(n^2+1)^3} \cdot J$,

$$\begin{aligned}
 \text{то } A_v = & \frac{2(2n+1)}{3(n+1)^2} + \frac{n^2(n+1)}{(n^2+1)^2} + \frac{n^2}{(n^2-1)(n+1)} + \\
 & + \frac{4n^3}{(n^2+1)^2(n^2-1)(n+1)} + \frac{n^2(n^2-1)^2}{(n^2+1)^3} \ln \frac{n+1}{n-1} - \\
 & - \frac{8n^4(n^4+1)}{(n^2+1)^3(n^2-1)^2} \ln n \dots \dots \dots \text{(VI)}
 \end{aligned}$$

Соотношение (VI) выражает зависимость лучепоглощательной способности тела от присущего ему для данной длины волны коэффициента преломления.

Показатели преломления некоторых наиболее полно исследованных прозрачных средин для лучей, имеющих заметную энергию в интересующих нас температурных интервалах (до 300°), лежат в сравнительно узких границах $1,3 \leq n \leq 1,9$.

В отношении стекла мы располагаем весьма скудными литературными данными. Можно только сказать с уверенностью, что показатели преломления интересующих нас спектральных участков, несущих заметную энергию, меньше 1,9 и больше 1. Для одного наиболее полно исследованного сорта стекла показатели преломления лежат в значительно более узких пределах. Ниже приводится таблица для пределов изменения показателя преломления n

в изученных спектральных интервалах для некоторых, имеющих большое значение в прикладной оптике, прозрачных средин¹, а также данные для некоторых сортов стекла, наиболее глубоко исследованных и инфракрасной части Rubens'ом.

| С р е д и н а | Исследов. спектр. интерв. в μ | Пределы изменения n |
|--------------------------------------------------------------|--------------------------------------|--------------------------|
| Сильвин | от 0,18—22,5 | 1,82 — 1,37 |
| Каменная соль | 0,18—22,3 | 1,89 — 1,34 |
| Плавик. шпат | 0,18— 9,4 | 1,51 — 1,31 |
| Кварц | 0,18— 4,2 | 1,69 — 1,46 |
| Легкий барит, крош; тип стекла 517/588 | 0,3 — 2,2 | 1,64 — 1,49 |
| Тяжелый синкат. флинт III; тип стек- ла 751/276 | 0,4 — 4,1 | 1,80 — 1,67 |
| Средний фосфат. крош III; тип стек- ла 558,670 | 0,34— 0,2 | 1,85 — 1,54 |

Очевидно, что для вычисления лучепоглощательной способности, а, следовательно, и для вычисления излучаемой энергии, достаточно знать числовые значения A_ν в соответствующем промежутке изменения n . (Кроме того, необходимо, конечно, знать показатель преломления для той волны, излучение которой рассматривается).

Однако, соотношение (VI), дающее зависимость A_ν от n , в виду сложности выражения, неудобно для вычислений. Приближенная формула

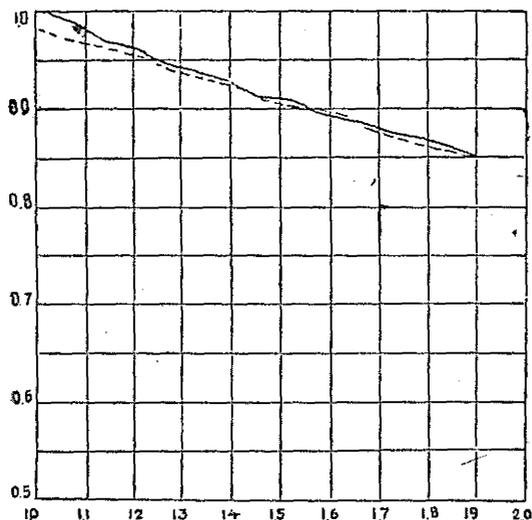
$$\bar{A}_\nu = 1,1403 - 0,1589 n + 0,0027 n^2 \dots \dots \dots (VII)$$

дает довольно хорошие результаты с точностью до десятых долей % в промежутке $1,25 < n < 1,9$, как это видно из прилагаемой таблицы:

| n | A_ν | \bar{A}_ν | $A_\nu - \bar{A}_\nu$ |
|------|---------|---------------|-----------------------|
| 1,10 | 0,982 | 0,969 | 0,013 |
| 1,15 | 0,968 | 0,961 | 0,007 |
| 1,20 | 0,967 | 0,953 | 0,014 |
| 1,25 | 0,948 | 0,946 | 0,002 |
| 1,30 | 0,942 | 0,938 | 0,004 |
| 1,35 | 0,933 | 0,931 | 0,002 |
| 1,40 | 0,927 | 0,923 | 0,004 |
| 1,45 | 0,913 | 0,915 | - 0,002 |
| 1,50 | 0,910 | 0,908 | 0,002 |
| 1,55 | 0,901 | 0,900 | 0,001 |
| 1,60 | 0,893 | 0,893 | 0,000 |
| 1,65 | 0,885 | 0,885 | 0,000 |
| 1,70 | 0,878 | 0,878 | 0,000 |
| 1,75 | 0,871 | 0,870 | 0,001 |
| 1,80 | 0,866 | 0,863 | 0,003 |
| 1,85 | 0,861 | 0,856 | 0,005 |
| 1,90 | 0,853 | 0,848 | 0,005 |

¹ Landolt u. Börnstein. — Physikalisch-chemische Tabellen B. 11 p.p. 912—915, 1923.

Приведенная таблица показывает, что в промежутке $1,1 \leq p \leq 1,9$ при пользовании приближенной формулой величина ошибки колеблется в пределах от $-0,002$ до $+0,014$, по абсолютной же величине не превышает $0,014$. В промежутке же $1,25 \leq p \leq 1,9$, величина ошибки колеблется в пределах от $-0,002$ до $+0,005$, а по абсолютной величине не превышает $0,005$.



На приложенном чертеже сплошной линией вычерчен график изменения A_v , пунктирной — график изменения \bar{A}_v .

В заключение считаю долгом выразить благодарность проф. А. М. Титову за ценные указания, облегчившие выполнение работы.

J. M. KOGAN

Ueber die Frage von Absorptionsvermögen als Funktion der optischen Konstante „n“.

Für die Theorie der Empfangsapparate der Gelioenergie ist die Lösung der Frage von der Quantität der Energie, die die verschiedenen Teile des Empfangsapparates ausstrahlen von grosser Wichtigkeit.

Das Strahlungsgesetz für einen beliebigen—nicht schwarzen—Körper ist von G. Kirchhoff gegeben worden.

Allein dieses Gesetz hat einen allgemeinen Charakter und gibt nicht konkrete Abhängigkeit, nämlich, die Abhängigkeit zwischen der Quantität der vom Körper ausstrahlenden Energie und seiner physikalischen Konstanten. Diese konkrete Abhängigkeit von den physikalischen Konstanten, nämlich, vom Brechungsindex war von Prof. A. M. Titow für diejenigen Körper, welche dem Fresnel'schen Reflexionsgesetze unterworfen sind, festgestellt worden, ins Besondere folgentlich für das Glas.

Es war von ihm bewiesen worden, dass

$$A_v = \int_0^{\frac{\pi}{2}} a_v \sin 2\theta d\theta,$$

wo A_v — das Absorptionsvermögen des Körpers für die unpolarisierten Strahlen der Schwingungszahl, welche auf ein Element der Oberfläche im Innern eines räumlichen Winkels 2π von der Richtung unabhängig, mit der Intensität $2k$, fallen, darstellt;

a_v — stellt das Absorptionsvermögen für die auf dem Körper unter dem Winkel θ fallenden unpolarisierten Strahlen der Schwingungszahl ν dar. Für den Ausdruck a_v die Formel Fresnel's benutzend, erhalten wir:

$$A_v = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{1}{2} \cdot \frac{\sin 2\theta \sin 2\psi}{\sin^2(\theta + \psi)} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\sin 2\theta \sin 2\psi}{\sin^2(\theta + \psi) \cos^2(\theta - \psi)} \right] \sin 2\theta d\theta$$

wo ψ aus dem Verhältniss $\sin \theta = n \sin \psi$ zu ersetzen ist.

Nacheinander zwei Unterstellungen einführend, nämlich $\cos^2 \theta = x$ und daraufhin $\sqrt{n^2 - 1 + x} = \sqrt{b + x} = z - \sqrt{x}$ erhalten wir:

$$A_v = \frac{1}{4} \int \frac{(z^4 - b^2)^2 dz}{\sqrt{n^2 - 1} z^7} + n^2 \int \frac{(z^4 - b^2)^2 dz}{\sqrt{n^2 - 1} z^3 [(n^2 + 1)z^2 - b^2]^2}$$

$$A_v = \frac{2}{3} \cdot \frac{2n + 1}{(n + 1)^2} + \frac{n^2(n + 1)}{(n^2 + 1)^2} + \frac{h^2}{(h^2 - 1)(n + 1)} + \frac{4n^5}{(h^2 + 1)^2 (n^2 - 1)(n + 1)} +$$

woraus:

$$+ \frac{n^2(n^2 - 1)^2}{(n^2 + 1)^3} \ln \frac{n + 1}{n - 1} - \frac{8n^4(n^4 + 1)}{(n^2 + 1)^3 (n^2 - 1)^2} \ln h$$

Diese für das Absorptionsvermögen erhaltene Gleichung ist in Folge ihrer Kompliziertheit zur Berechnung unbequem.

Für die eine merkbare Energie tragenden Spektralbezirke entspricht der Brechungsindex folgender Ungleichung:

$$1,1 \leq n \leq 1,9$$

In diesem Intervalle kann man für die Berechnung von A_v die annähernde Formel:

$$\bar{A}_v = 1,1403 - 0,1589 n - 0,0027 n^2$$

angeben, so dass

$$A_v - \bar{A}_v \leq 0,014 \text{ indem } 1,1 \leq n \leq 1,9 \text{ und}$$

$$A_v - \bar{A}_v \leq 0,005 \text{ wobei } 1,25 \leq n \leq 1,9.$$

Я. М. КОГАН

К ВОПРОСУ О ЛУЧЕПОГЛОЩАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ ПРОЗРАЧНОЙ ПЛАСТИНКИ

В предыдущей моей работе¹ был рассмотрен вопрос о лучепоглощательной способности тел, размеры которых практически достаточно велики, теоретически бесконечны. В технике, в особенности в гелиотехнике, оказывается необходимым изучение лучепоглощательной способности прозрачной пластинки (стекла). В предлагаемой работе вопрос о лучепоглощательной способности и рассматривается для тела конечных размеров.

Проф. А. М. Титовым изучен вопрос об энергии, излучаемой слоем прозрачного вещества² и выведены следующие зависимости:

$$E_{\nu} = \pi K_{\nu} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[\frac{a_{\nu \parallel} u_{\nu}}{a_{\nu \parallel} + u_{\nu}} + \frac{a_{\nu \perp} u_{\nu}}{a_{\nu \perp} + u_{\nu}} \right] \sin 2\theta \, d\theta \dots \dots \dots (E)$$

где E_{ν} — энергия частоты ν , излучаемая прозрачной пластинкой вещества;
 $a_{\nu \parallel}$ — лучепоглощательная способность тела (достаточно больших размеров) для лучей данной частоты, поляризованных в плоскости падения и падающих под углом θ ;
 $a_{\nu \perp}$ — то же для лучей, поляризованных в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения;

$$u_{\nu} = e \frac{\beta}{\cos \psi} - 1 = e \frac{az}{\cos \psi} - 1,$$

где z — толщина пластинки;
 a — коэффициент поглощения лучей частоты ν ;
 ψ — угол входа лучей в пластинку, связанный с углом θ зависимостью:
 $\sin \theta = n \sin \psi$ (n — показатель преломления для данного рода лучей).

Проф. А. М. Титовым было показано, что интеграл, стоящий в правой части (E), равен

$$\frac{1}{2} A'_{\nu}, \text{ а } A'_{\nu} = \frac{1}{2} (A'_{\nu \parallel} + A'_{\nu \perp}),$$

где

¹ Доклад на объединенном заседании Узбекского Научно-Исследовательского Гидрометеорологического Института и Научно-Исследовательского Бюро Узб. Педакадемии от 20 мая 1931 г. К вопросу о лучепоглощательной способности тел, как функции оптической константы n^2 .

² Доклад на объединенном заседании Узб. ГИМЕИИ и Научно-Исследовательского Бюро Узб. Гос. Педагогической Академии от 20 мая 1931 г.

A'_{ν} — лучепоглощательная способность пластинки для неполяризованных лучей частоты ν падающих на пластинку внутри телесного угла 2π с интенсивностью $2K_{\nu}$, независимой от направления;

$A'_{\nu\parallel}$ — то же для лучей, поляризованных в плоскости падения, падающих с интенсивностью K_{ν} ;

$A'_{\nu\perp}$ — аналогичная величина для лучей, поляризованных в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения.

В настоящей работе рассматривается лучепоглощательная способность пластинки $A'_{\nu\parallel}$ для лучей, поляризованных в плоскости падения, и доказывается, что, если $a_{\nu\parallel}$ определено зависимостью, данной Fresnel'ем¹:

$$a_{\nu\parallel} = \frac{\sin 2\theta \sin^2 \psi}{\sin^2(\theta + \psi)},$$

то $A'_{\nu\parallel}$ имеет как верхний, так нижний пределы, которые можно вычислить. Имеем:

$$A'_{\nu\parallel} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{a_{\nu\parallel} u_{\nu}}{a_{\nu\parallel} + u_{\nu}} \sin 2\theta d\theta \dots \dots \dots (1)$$

Заменяя в подынтегральной функции $a_{\nu\parallel}$, u_{ν} их значениями и выражая ψ через θ из соотношения $\sin \theta = n \sin \psi$, получаем:

$$\frac{a_{\nu\parallel} u_{\nu}}{a_{\nu\parallel} + u_{\nu}} = \frac{\beta n}{4} \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} (e^{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} - 1) \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} \cdot \cos \theta}{e^{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} (\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} + \cos \theta)^2 - (\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta} - \cos \theta)^2}$$

Вводим подстановку: $\cos^2 \theta = x$, откуда

$$n^2 - \sin^2 \theta = n^2 - 1 + \cos^2 \theta = b + x$$

и

$$\sin 2\theta d\theta = -dx$$

Изменяя соответствующим образом пределы, получаем:

$$A'_{\nu\parallel} = 4 \int_0^1 \frac{\beta n}{e^{\sqrt{b+x}} (\sqrt{x} + \sqrt{b+x})^2 - (\sqrt{x} - \sqrt{b+x})^2} \frac{(e^{\sqrt{b+x}} - 1) \sqrt{x} \sqrt{b+x}}{dx} \dots \dots (2)$$

Для рационализации подынтегральной функции вводим вторую подстановку:

$$\sqrt{b+x} = y - \sqrt{x},$$

откуда

$$\sqrt{x} = \frac{y^2 - b}{2y}$$

$$\sqrt{b+x} = \frac{y^2 + b}{2y}$$

$$dx = \frac{y^4 - b^2}{2y^3} dy$$

¹ Fresnel. Oeuvres, v. 1 pp. 441—799.

Соотношение (2) принимает вид:

$$A'_{VII} = \frac{1}{2} \int \frac{\frac{2\beta ny}{(e^{y^2+b}-1)(y^4-b^2)} dy}{\sqrt{n^2-1} (e^{y^2+b} y^4 - b^2) y^3} \dots \dots \dots (3)$$

Полученный интеграл в конечном виде, очевидно, не берется.

Возвращаясь к (1), видим, что подынтегральная функция, находящаяся в правой части, возрастает вместе с u . Действительно, беря от дроби $\frac{au}{a+u}$ частную производную по u , имеем:

$$\frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{au}{a+u} \right) = \frac{a^2}{(a+u)^2} > 0$$

Ввиду этого, обозначая наибольшее значение u , через $A^2 - 1$, т.е. полагая:

$$u_{v_{max}} = (e^{\frac{\beta n}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} - 1})_{max} = (e^{\frac{\beta n}{\sqrt{b+z}} - 1})_{max} = \\ = (e^{\frac{2\beta n}{y^2+b} - 1})_{max} = A^2 - 1$$

приходим к следующему неравенству:

$$A'_{VII} < \frac{A^2 - 1}{2} \int \frac{(y^4 - b^2)^2 dy}{(A^2 y^4 - b^2) y^3 \sqrt{n^2 - 1}} \dots \dots \dots (4)$$

дающему выражение верхнего предела A'_{VII} .

Заменяя для краткости интеграл, находящийся в правой части неравенства (4), через J , имеем:

$$A'_{VII} < \frac{A^2 - 1}{2} J \dots \dots \dots (4')$$

По выделении целой части из подынтегральной функции, получаем:

$$J = \frac{1}{A^2} \int \frac{y dy}{\sqrt{n^2 - 1}} + \frac{b^2}{A^2} \int \frac{(1 - 2A^2)y^4 + b^2 A^2}{(A^2 y^4 - b^2) y^3 \sqrt{n^2 - 1}} dy =$$

$$= \frac{1}{2A^2} \left[y^2 \right]_{\sqrt{n^2-1}}^{n+1} + \frac{b^2}{A^2} \int \frac{(1 - 2A^2)y^4 + b^2 A^2}{y^3 (Ay^2 + b)(y\sqrt{A} + \sqrt{b})(y\sqrt{A} - \sqrt{b})} dy$$

$$J = \frac{n+1}{A^2} + \frac{b^2}{A^2} \int \left\{ \frac{a_0}{y^3} + \frac{a_1}{y^2} + \frac{a^2}{y} + \frac{c_0 y + c_1}{Ay^2 + b} + \frac{e}{y\sqrt{A} + \sqrt{b}} + \frac{f}{y\sqrt{A} - \sqrt{b}} \right\} \frac{dy}{\sqrt{n^2 - 1}} \dots \dots \dots (5)$$

где

$$\left. \begin{aligned} a_0 &= -A^2; a_1 = 0; a_2 = 0; \\ c_0 &= -\frac{(A^2 - 1)^2}{2b}; c_1 = 0; e = f = \frac{(A^2 - 1)^2}{4b\sqrt{A}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (6)$$

Производя в (5) интегрирование и принимая во внимание (6) и $b = n^2 - 1$, получаем:

$$\begin{aligned} J &= \frac{n+1}{A^2} + \frac{b^2}{A^2} \left[\frac{A^2}{2y^2} + \frac{(A^2 - 1)^2}{4Ab} \ln \frac{Ay^2 - b}{Ay^2 + b} \right] \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}} \\ &= \frac{n+1}{A^2} + \frac{(n^2 - 1)^2}{A^2} \left[-\frac{A^2}{(n+1)(n^2 - 1)} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{(A^2 - 1)^2}{4A(n^2 - 1)} \ln \frac{A+1}{A-1} \cdot \frac{A(n+1)^2 - (n^2 - 1)}{A(n+1)^2 + (n^2 - 1)} \right] \end{aligned}$$

Таким образом, неравенство (4') можно переписать так:

$$\begin{aligned} A'_{VII} &< \frac{A^2 - 1}{A^2} \frac{n+1}{2} - \frac{A^2 - 1}{2} (n-1) + \\ &+ \frac{(A^2 - 1)^2}{A^2} \cdot \frac{n^2 - 1}{8} \ln \frac{A+1}{A-1} \cdot \frac{A(n+1)^2 - (n^2 - 1)}{A(n+1)^2 + (n^2 - 1)} \dots \dots \dots (7) \end{aligned}$$

Точно также, полагая:

$$u_{vmin} = a^2 - 1$$

приходим к неравенству:

$$a'_{VII} > \frac{a^2 - 1}{2} \int \frac{(y^4 - b^2)^2 dy^2}{(a^2 y^4 - b^2) y^2} \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}} \dots \dots \dots (8)$$

Производя с (8) те же операции, что и с (4), получаем:

$$\begin{aligned} A'_{VII} &> \frac{a^2 - 1}{a^2} \cdot \frac{n+1}{2} - \frac{a^2 - 1}{2} (n-1) + \\ &+ \frac{(a^2 - 1)^2}{a^2} \cdot \frac{n^2 - 1}{8} \ln \frac{a+1}{a-1} \cdot \frac{a(n+1)^2 - (n^2 - 1)}{a(n+1)^2 + (n^2 - 1)} \dots \dots \dots (9) \end{aligned}$$

Таким образом, неравенства (7) и (9) и решают поставленную задачу.

Ueber die Frage von Absorptionsvermögen der durchsichtigen Platte.

In dieser Arbeit wird das Absorptionsvermögen der Platte $A'_{\nu, \mu}$ für die in der Einfallsebene polarisierten Strahlen untersucht und festgestellt worden, dass wenn $a_{\nu, \mu}$ sich aus der Formel Fresnel's ergibt:

$$a_{\nu, \mu} = \frac{\sin 2\theta \sin 2\psi}{\sin^2(\theta + \psi)}.$$

so wird $A'_{\nu, \mu}$ eine obere und eine untere Grenze haben die, man berechnen kann.

Es war von Prof. A. M. Titov bewiesen worden, dass

$$A'_{\nu, \mu} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{a_{\nu, \mu} u_{\nu}}{a_{\nu, \mu} + u_{\nu}} \sin 2\theta d\theta$$

wo $a_{\nu, \mu}$ das Absorptionsvermögen des Körpers (ziemlicher Grösse) für die in der Einfallsebene polarisierten Strahlen bestimmter Schwingungszahl, welche unter dem Winkel θ fallen darstellt.

$$u_{\nu} = e^{\frac{\beta}{\cos \psi}} - 1 = e^{\frac{\alpha z}{\cos \psi}} - 1$$

z — die Dicke der Platte;

α — Absorptionskoeffizient für die Schwingungszahl;

ψ — der Eingangswinkel der Strahlen in die Platte, welche mit den Winkel θ in folgender Abhängigkeit ist:

$$\sin \theta = n \sin \psi$$

(n — der Brechungsindex für eine bestimmte Art der Strahlen).

Der Bruch $\frac{au}{a+u}$, der unter dem Zeichen des Integrals steht, vergrößert sich mit „ u “ zusammen, dass aus der Beziehung

$$\frac{\partial \left(\frac{au}{a+u} \right)}{\partial u} = \frac{a^2}{(a+u)^2} > 0$$

zu sehen ist.

Bezeichnen wir $U_{\nu} \max = \left(\frac{\beta n}{e^{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} - 1} \right) \max = A^2 - 1$ und $U_{\nu} \min = a^2 - 1$ und nacheinander zwei Unterstellungen einförend

$$\cos^2 \theta = x \text{ und } \sqrt{n^2 - 1 + x} = \sqrt{b^2 + x} = y - \sqrt{x},$$

erhalten wir $\frac{a^2 - 1}{2} \int \frac{(y^4 - b^2)^2 dy}{(a^2 y^4 - b^2) y^2} < A'_{\nu, \mu} < \frac{A^2 - 1}{2} \int \frac{(y^4 - b^2)^2 dy}{(A^2 y^4 - b^2) y^2}$

oder $A'_{\nu, \mu} < \frac{\sqrt{n^2 - 1}}{A^2} \cdot \frac{n+1}{2} - \frac{A^2 - 1}{2} (n-1) + \frac{\sqrt{n^2 - 1}}{A^3} \cdot \frac{n^2 - 1}{8} \ln \frac{A+1}{A-1}$.

$$\frac{A(n+1)^2 - (n^2 - 1)}{A(n+1)^2 + (n^2 - 1)}$$

und $A'_{\nu, \mu} > \frac{a^2 - 1}{a^2} \cdot \frac{n+1}{2} - \frac{a^2 - 1}{2} (n-1) + \frac{(a^2 - 1)^2}{a^3} \cdot \frac{n^2 - 1}{8} \ln \frac{a+1}{a-1}$.

$$\frac{a(n+1)^2 - (n^2 - 1)}{a(n+1)^2 + (n^2 - 1)}$$

ПРОЗРАЧНОСТЬ АТМОСФЕРЫ САМАРКАНДА В 1931 ГОДУ

1. Прозрачность воздуха имеет громадное значение как для актинометрии и гелиотехники, сильно влияя на величину радиации, так и для биологии и климатологии, влияя на организмы человека, животных и растений. Поэтому исследование прозрачности представляет насущную задачу актинометрии.

Прозрачность воздуха зависит от наличия пыли, водяных паров и прочих поглощающих веществ. Разделить действие каждого вещества в отдельности можно лишь методами спектрального анализа поглощения радиации в различных частях спектра. Поэтому в настоящее время во многих местах применяются актинометры с фильтрами, поглощающими энергию в различных областях спектра.

Целью настоящей статьи является выявление прозрачности воздуха Самарканда по данным наблюдений за 1931 год помощью актинометра с целью определения с большей точностью коэффициента прозрачности для составления солнечного кадастра.

По закону Бугера уменьшение напряжения лучистой энергии, при прохождении ее через однородную среду, пропорционально начальному ее напряжению и пройденному пути s , т. е.

$$-\Delta J = k J s, \dots \dots \dots (1)$$

где J — величина радиации ΔJ — ее изменение при прохождении через среду и k — множитель пропорциональности.

Атмосфера является средой неоднородной. Разобьем путь луча на бесконечно-малые участки ds , на протяжении которых примем атмосферу однородной. Тогда

$$-dJ = k J ds. \dots \dots \dots (2)$$

Величина k зависит главным образом от плотности атмосферы δ и может быть выражена

$$k = n\delta, \dots \dots \dots (3)$$

где n — некоторая постоянная. Если J_0 — начальное значение напряжения лучистой энергии на границе атмосферы, а J — его значение на поверхности земли, то интегрирование дает

$$J = J_0 e^{-n \int \delta ds}, \dots \dots \dots (4)$$

В случае вертикального падения луча элемент ds заменяется элементом dh высоты, а масса вертикального столба пропорциональна плотности воздуха δ_0 в месте наблюдения, Поэтому

$$\int \delta ds = H\delta_0, \dots \dots \dots (5)$$

где H есть высота однородной атмосферы, т. е. та высота, до которой простиралась бы атмосфера, если бы ее плотность оставалась постоянной и равной δ_0 .

Если назвать значение напряжения радиации у земной поверхности при вертикальном падении лучей через J_1 , то

$$J_1 = J_0 e^{-n H \delta_0} \dots \dots \dots (6)$$

Деление равенств (4) на (6) дает

$$J = J_1 e^{-n H \delta_0} \left[\frac{1}{H} \int \frac{\delta}{\delta_0} ds - 1 \right] \dots \dots \dots (7)$$

Пусть $e^{-n H \delta_0} = \rho$, где ρ есть так называемый коэффициент прозрачности; он указывает ту долю напряжения энергии, которая проходит сквозь атмосферу при вертикальном падении лучей. Что же касается выражения

$$\frac{1}{H} \int \frac{\delta}{\delta_0} ds = m, \dots \dots \dots (8)$$

то оно является массой воздуха пройденной лучем. При зенитных расстояниях меньше 70° можно положить

$$m = \text{Sec } Z. \dots \dots \dots (9)$$

Тогда

$$J = J_1 \rho^{m-1} = J_0 \rho^m \dots \dots \dots (10)$$

Это и есть формула Ламберта-Бугера.

Она применима только для монохроматического света, т. к. коэффициент прозрачности ρ различен для различных длин волн.

Поэтому для напряжения у земной поверхности следует написать

$$J_i = \sum J_{\lambda} = \sum J_{0\lambda} \rho_{\lambda}^m, \dots \dots \dots (11)$$

где J_{λ} , $J_{0\lambda}$ и ρ_{λ} — величины радиации и прозрачности для длин волн λ .

В настоящее время имеются две основные формулы для расчета величины солнечной прямой радиации, — это формулы Бугера и Кастрова-Савинова. Интегрируя величины солнечной радиации по времени, что очень удобно производить графически, можно получить суммы притока энергии за час, день, месяц и год.

Как известно, измерения актинометром производятся в истинный полдень и „по массам“, т. е. для определенных масс атмосферы m или определенных высот h солнца над горизонтом.

Величины масс атмосферы обратно пропорциональны синусам высот солнца над горизонтом. В предположении вертикальной массы равной единице, они определяются из формулы сферической астрономии:

$$\frac{1}{m} = \text{Sin } h = \text{Sin } \varphi \text{ Sin } \delta + \text{Cos } \varphi \text{ Cos } \delta \text{ Cos } \theta \dots \dots \dots (12)$$

где φ — широта местности, δ — склонение солнца,
 θ — часовой угол в дуговой мере.

Масса атмосферы принимается равной единице в месте наблюдения в вертикальном направлении и приводится к уровню моря по приближенной формуле, полагающей массу атмосферы пропорциональной давлению.

Далее, приводя измерения к среднему расстоянию от земли до солнца введением параллакса среднего π_0 и в момент наблюдений π , получим формулу Бугера в виде

$$J = J_0 \left(\frac{\pi}{\pi_0} \right)^2 \rho M \dots \dots \dots (13)$$

и формулу Кастрова-Савинова в виде

$$J = J_0 \left(\frac{\pi}{\pi_0} \right)^2 \frac{1}{1 + cM} \dots \dots \dots (14)$$

В этих двух формулах ρ есть коэффициент прозрачности, J_0 — солнечная постоянная, принимаемая по европейской шкале равной 1,89 соляр,¹

c — функция прозрачности $\rho = \frac{\rho}{\rho} \dots \dots \dots (15)$

J — радиация в данный момент.

Если величина радиации J измерена, то можно принять за искомую величину прозрачности ρ .

Тогда по формуле Кастрова-Савинова

$$c = \frac{\frac{J_0}{J} \left(\frac{\pi}{\pi_0} \right)^2 - 1}{M} = \frac{b - 1}{M} \dots \dots \dots (16)$$

при чем для краткости $v = \frac{J_0}{J} \left(\frac{\pi}{\pi_0} \right)^2$

и $\rho_s = \frac{1}{1 + c} \dots \dots \dots (17)$

где ρ_s величина прозрачности вычисленная по формуле Кастрова-Савинова
Формула Бугера дает

$$\rho_{M_b} = \frac{J}{J_0} \left(\frac{\pi_0}{\pi} \right)^2 = \frac{1}{b} \dots \dots \dots (18)$$

или в более удобной для вычисления форме

$$\log (-\log P_b) = \log \log b - \log M \dots \dots \dots (19)$$

Средние моменты наблюдений по массам получаются из формулы (12)

$$\cos \theta = \frac{\frac{1}{m} - \sin \varphi \sin \delta}{\cos \varphi \cos \delta} \dots \dots \dots (20)$$

Вычисления прозрачности произведены по обоим формулам для возможности сопоставления результатов.

В нижеследующих таблицах приводятся средние месячные прозрачности на 1931 год, вычисленные по обоим формулам.

Обозначения следующие: m и M — наблюдаемая и приведенная к уровню моря массы атмосферы, значек a обозначает до полудня, значек p — после полудня, t — средний момент времени наблюдения за месяц для данной массы атмосферы, ρ_s и ρ_b — прозрачности атмосферы, J — средняя радиация по актинометру в сроки наблюдений, N — число наблюдений данной массы за месяц, P_s и P_b — средние суточные прозрачности за месяц.

¹ Соляр есть единица радиации равная $1 \frac{\text{гр. кал.}}{\text{см}^2 \text{ мин.}}$

Я н в а р ь

| м | M | J | t | N | P _s | P _b | P _s | P _b |
|-------|-------|-------|--------------|---|----------------|----------------|----------------|----------------|
| 5a | 5,422 | — | h m 8 25 | 0 | — | — | } 0,841 | } 0,871 |
| 4a | 4,337 | 1,01 | h m 8 45 | 1 | 0,823 | 0,859 | | |
| 3a | 3,253 | 1,185 | h m 9 26 | 2 | 0,834 | 0,858 | | |
| 2,041 | 2,213 | 1,41 | h m 12 0 | 2 | 0,821 | 0,864 | | |
| 3p | 3,253 | 1,255 | h m 14 34 | 2 | 0,854 | 0,873 | | |
| 4p | 4,337 | 1,125 | h m 15 15 | 2 | 0,855 | 0,881 | | |
| 5p | 5,422 | 1,08 | h m 15 35 | 1 | 0,871 | 0,897 | | |

Ф е в р а л ь

| | | | | | | | | |
|-------|-------|-------|--------------|---|-------|-------|---------|---------|
| 5a | 5,402 | 1,097 | h m 7 52 | 3 | 0,876 | 0,900 | } 0,851 | } 0,869 |
| 4a | 4,321 | 1,170 | h m 8 6 | 3 | 0,869 | 0,890 | | |
| 3a | 3,241 | 1,293 | h m 8 39 | 3 | 0,867 | 0,883 | | |
| 2a | 2,161 | 1,423 | h m 9 53 | 3 | 0,858 | 0,868 | | |
| 1,642 | 1,774 | 1,417 | h m 12 0 | 3 | 0,830 | 0,839 | | |
| 2p | 2,161 | 1,415 | h m 14 7 | 2 | 0,855 | 0,866 | | |
| 3p | 3,241 | 1,25 | h m 15 21 | 1 | 0,856 | 0,874 | | |
| 4p | 4,321 | 1,10 | h m 15 54 | 1 | 0,851 | 0,878 | | |
| 5p | 5,402 | 0,91 | h m 16 8 | 1 | 0,828 | 0,870 | | |

М а р т

| | | | | | | | | |
|----|-------|-------|-------------|---|-------|-------|---------|---------|
| 5a | 5,424 | 0,928 | h m 7 7 | 4 | 0,837 | 0,875 | } 0,803 | } 0,827 |
| 4a | 4,339 | 1,003 | h m 7 23 | 4 | 0,827 | 0,862 | | |
| 3a | 3,254 | 1,105 | h m 7 50 | 4 | 0,817 | 0,845 | | |
| 2a | 2,170 | 1,272 | h m 8 51 | 5 | 0,812 | 0,829 | | |

| М а р т | | | | | | | | |
|--------------------|-------|-------|--------------|---|----------------|----------------|---------|----------------|
| m | M | J | t | N | P _s | P _b | P | P _b |
| 1 ^{1/2} a | 1,627 | 1,360 | h m 10 13 | 3 | 0,801 | 0,811 | } 0,803 | 0,827 |
| 1,367 | 1,450 | 1,380 | h m 12 0 | 7 | 0,790 | 0,799 | | |
| 1 ^{1/2} p | 1,627 | 1,328 | h m 13 47 | 5 | 0,787 | 0,799 | | |
| 2p | 2,170 | 1,226 | h m 15 9 | 5 | 0,795 | 0,815 | | |
| 3p | 3,254 | 1,066 | h m 16 10 | 5 | 0,804 | 0,836 | | |
| 4p | 4,339 | 0,920 | h m 16 37 | 4 | 0,801 | 0,845 | | |
| 5p | 5,424 | 0,853 | h m 16 53 | 4 | 0,814 | 0,862 | | |
| А п р е л ь | | | | | | | | |
| 5a | 5,436 | 0,700 | h m 6 28 | 4 | 0,764 | 0,834 | } 0,768 | 0,797 |
| 4a | 4,349 | 0,838 | h m 6 44 | 4 | 0,778 | 0,831 | | |
| 3a | 3,262 | 1,000 | h m 7 10 | 5 | 0,788 | 0,824 | | |
| 2a | 2,175 | 1,175 | h m 8 5 | 4 | 0,784 | 0,806 | | |
| 1 ^{1/2} a | 1,631 | 1,283 | h m 9 10 | 4 | 0,779 | 0,792 | | |
| 1,155 | 1,256 | 1,375 | h m 12 0 | 6 | 0,775 | 0,781 | | |
| 1 ^{1/2} p | 1,631 | 1,240 | h m 14 50 | 4 | 0,760 | 0,766 | | |
| 2p | 2,175 | 1,115 | h m 15 55 | 4 | 0,761 | 0,787 | | |
| 3p | 3,262 | 0,905 | h m 16 50 | 4 | 0,752 | 0,800 | | |
| 4p | 4,349 | 0,776 | h m 17 16 | 4 | 0,755 | 0,817 | | |
| 5p | 5,436 | 0,670 | h m 17 32 | 4 | 0,751 | 0,827 | | |
| М а й | | | | | | | | |
| 5a | 5,446 | 0,776 | h m 5 58 | 7 | 0,798 | 0,853 | } 0,788 | 0,807 |
| 4a | 4,357 | 0,896 | h m 6 13 | 7 | 0,804 | 0,847 | | |

| М а й | | | | | | | | |
|---------|-------|-------|--------------|----|-------|----------------|----------------|----------------|
| m | M | J | t | N | P | P _b | P _s | P _b |
| 3a | 3,267 | 1,034 | h m 6 40 | 8 | 0,806 | 0,837 | 0,788 | 0,807 |
| 2a | 2,178 | 1,159 | h m 7 35 | 10 | 0,785 | 0,807 | | |
| 1 1/2 a | 1,634 | 1,265 | h m 8 36 | 8 | 0,780 | 0,793 | | |
| 1,068 | 1,164 | 1,366 | h m 12 0 | 7 | 0,768 | 0,772 | | |
| 1 1/2 p | 1,634 | 1,260 | h m 15 24 | 4 | 0,778 | 0,791 | | |
| 2p | 2,178 | 1,217 | h m 16 25 | 3 | 0,803 | 0,826 | | |
| 3p | 3,267 | 0,973 | h m 17 20 | 4 | 0,784 | 0,822 | | |
| 4p | 4,357 | 0,838 | h m 17 47 | 4 | 0,787 | 0,834 | | |
| 5p | 5,446 | 0,710 | h m 18 2 | 3 | 0,773 | 0,839 | | |
| И ю н ь | | | | | | | | |
| 5a | 5,462 | 0,784 | h m 5 43 | 20 | 0,806 | 0,858 | 0,783 | 0,805 |
| 4a | 4,370 | 0,887 | h m 5 59 | 20 | 0,804 | 0,847 | | |
| 3a | 3,277 | 1,016 | h m 6 26 | 21 | 0,803 | 0,836 | | |
| 2a | 2,185 | 1,180 | h m 7 22 | 22 | 0,799 | 0,818 | | |
| 1 1/2 a | 1,639 | 1,282 | h m 8 23 | 21 | 0,793 | 0,805 | | |
| 1,042 | 1,138 | 1,354 | h m 12 0 | 20 | 0,764 | 0,767 | | |
| 1 1/2 p | 1,639 | 1,238 | h m 15 37 | 18 | 0,774 | 0,788 | | |
| 2p | 2,185 | 1,128 | h m 16 38 | 16 | 0,778 | 0,801 | | |
| 3p | 3,277 | 0,974 | h m 17 34 | 16 | 0,788 | 0,825 | | |
| 4p | 4,370 | 0,819 | h m 18 1 | 16 | 0,780 | 0,832 | | |
| 5p | 5,462 | 0,730 | h m 18 17 | 16 | 0,784 | 0,845 | | |

| И ю л ь | | | | | | | | | | |
|--------------------|-------|-------|--------------|----|----------------|----------------|----------------|----------------|---------|-------|
| m | M | J | t | N | P _s | P _b | P _s | P _b | | |
| 5a | 5,492 | 0,763 | h m 5 49 | 21 | 0,797 | 0,853 | } 0,770 | 0,796 | | |
| 4a | 4,394 | 0,859 | h m 6 5 | 21 | 0,795 | 0,842 | | | | |
| 3a | 3,295 | 0,994 | h m 6 32 | 20 | 0,797 | 0,831 | | | | |
| 2a | 1,197 | 1,187 | h m 7 27 | 20 | 0,802 | 0,821 | | | | |
| 1 ^{1/2} a | 1,648 | 1,243 | h m 8 29 | 20 | 0,777 | 0,791 | | | | |
| 1.053 | 1,156 | 1,333 | h m 12 0 | 16 | 0,756 | 0,760 | | | | |
| 1 ^{1/2} p | 1,648 | 1,196 | h m 15 31 | 15 | 0,756 | 0,772 | | | | |
| 2p | 2,197 | 1,099 | h m 16 33 | 16 | 0,768 | 0,793 | | | | |
| 3p | 3,295 | 0,916 | h m 17 28 | 17 | 0,767 | 0,811 | | | | |
| 4p | 4,394 | 0,757 | h m 17 55 | 18 | 0,756 | 0,818 | | | | |
| 5p | 5,492 | 0,650 | h m 18 11 | 19 | 0,752 | 0,838 | | | | |
| А в г у с т | | | | | | | | | | |
| 5a | 5,476 | 0,750 | h m 6 14 | 27 | 0,790 | 0,849 | | | } 0,761 | 0,790 |
| 4a | 4,380 | 0,855 | h m 6 30 | 27 | 0,791 | 0,839 | | | | |
| 3a | 3,285 | 0,991 | h m 6 56 | 27 | 0,793 | 0,828 | | | | |
| 2a | 2,140 | 1,151 | h m 7 51 | 27 | 0,781 | 0,803 | | | | |
| 1 ^{1/2} a | 1,643 | 1,247 | h m 8 54 | 27 | 0,755 | 0,788 | | | | |
| 1.110 | 1,216 | 1,311 | h m 12 0 | 28 | 0,750 | 0,756 | | | | |
| 1 ^{1/2} p | 1,643 | 1,192 | h m 15 6 | 24 | 0,750 | 0,767 | | | | |
| 2p | 2,140 | 1,074 | h m 16 9 | 26 | 0,749 | 0,777 | | | | |
| 3p | 3,285 | 0,892 | h m 17 4 | 26 | 0,755 | 0,802 | | | | |
| 4p | 4,380 | 0,730 | h m 17 30 | 24 | 0,742 | 0,809 | | | | |
| 5p | 5,476 | 0,610 | h m 17 46 | 25 | 0,730 | 0,817 | | | | |

С е н т я б р ь

| м | М | Ж | т | Н | P _s | P _b | P _s | P _b |
|--------------------|-------|-------|--------------|----|----------------|----------------|----------------|----------------|
| 5а | 5,446 | 0,776 | h м 6 51 | 30 | 0,795 | 0,851 | } | 0,764 |
| 4а | 4,357 | 0,884 | h м 7 9 | 30 | 0,796 | 0,842 | | |
| 3а | 3,268 | 1,026 | h м 7 32 | 29 | 0,797 | 0,832 | | |
| 2а | 2,179 | 1,187 | h м 8 30 | 29 | 0,791 | 0,812 | | |
| 1 ^{1/2} а | 1,634 | 1,282 | h м 9 43 | 30 | 0,781 | 0,794 | | |
| 1,249 | 1,361 | 1,298 | h м 12 0 | 30 | 0,756 | 0,765 | | |
| 1 ^{1/2} р | 1,634 | 1,215 | h м 14 17 | 30 | 0,753 | 0,769 | | |
| 2р | 2,179 | 1,087 | h м 15 30 | 30 | 0,752 | 0,780 | | |
| 3р | 3,268 | 0,893 | h м 16 28 | 30 | 0,749 | 0,798 | | |
| 4р | 4,357 | 0,731 | h м 16 51 | 30 | 0,737 | 0,806 | | |
| 5р | 5,446 | 0,612 | h м 17 9 | 30 | 0,726 | 0,815 | | |

О к т я б р ь

| | | | | | | | | |
|--------------------|-------|-------|--------------|----|-------|-------|---|-------|
| 5а | 5,407 | 0,839 | h м 7 30 | 19 | 0,810 | 0,859 | } | 0,773 |
| 4а | 4,326 | 0,943 | h м 7 47 | 19 | 0,809 | 0,850 | | |
| 3а | 3,244 | 1,108 | h м 8 16 | 19 | 0,819 | 0,846 | | |
| 2а | 2,163 | 1,250 | h м 9 24 | 20 | 0,805 | 0,823 | | |
| 1 ^{1/2} а | 1,622 | 1,305 | h м 11 42 | 11 | 0,780 | 0,793 | | |
| 1,495 | 1,616 | 1,296 | h м 12 0 | 21 | 0,775 | 0,788 | | |
| 1 ^{1/2} р | 1,622 | 1,244 | h м 12 18 | 11 | 0,754 | 0,769 | | |
| 2р | 2,163 | 1,135 | h м 14 36 | 21 | 0,762 | 0,787 | | |
| 3р | 3,244 | 0,905 | h м 15 44 | 21 | 0,746 | 0,795 | | |
| 4р | 4,326 | 0,719 | h м 16 13 | 20 | 0,724 | 0,799 | | |
| 5р | 5,407 | 0,586 | h м 16 30 | 20 | 0,706 | 0,804 | | |

| Н о я б р ь | | | | | | | | | |
|-------------|-------|-------|--------------|----|----------------|----------------|----------------|----------------|-------|
| m | M | J | t | N | P _s | P _b | P _s | P _b | |
| 5a | 5,423 | 1,016 | h m 8 13 | 9 | 0,857 | 0,888 | } | 0,824 | 0,850 |
| 4a | 4,321 | 1,116 | h m 8 32 | 9 | 0,855 | 0,881 | | | |
| 3a | 3,240 | 1,235 | h m 8 52 | 10 | 0,851 | 0,871 | | | |
| 2a | 2,160 | 1,350 | h m 10 55 | 10 | 0,833 | 0,847 | | | |
| 1 889 | 2,040 | 1,329 | h m 12 0 | 10 | 0,818 | 0,832 | | | |
| 2p | 2,160 | 0,273 | m 13 5 | 9 | 0,806 | 0,824 | | | |
| 3p | 3,240 | 1,066 | h m 15 8 | 9 | 0,799 | 0,832 | | | |
| 4p | 4,321 | 0,928 | h m 15 28 | 9 | 0,800 | 0,844 | | | |
| 5p | 5,423 | 0,819 | h m 15 47 | 9 | 0,799 | 0,853 | | | |
| Д е а б р ь | | | | | | | | | |
| 5a | 5,416 | 1,044 | h m 8 44 | 7 | 0,850 | 0,883 | } | 0,854 | 0,876 |
| 4a | 4,333 | 1,145 | h m 9 1 | 8 | 0,860 | 0,884 | | | |
| 3a | 3,250 | 1,254 | h m 9 44 | 8 | 0,854 | 0,873 | | | |
| 2,199 | 2,382 | 1,376 | h m 12 0 | 7 | 0,851 | 0,864 | | | |
| 3p | 3,250 | 1,278 | h m 14 16 | 8 | 0,861 | 0,878 | | | |
| 4p | 4,333 | 1,111 | h m 14 59 | 8 | 0,851 | 0,878 | | | |
| 5p | 5,416 | 1,013 | h m 15 16 | 8 | 0,854 | 0,886 | | | |

Полученные результаты прозрачностей иллюстрированы графиками на черт. 1—10.

Все кривые сплошные даны на основании расчетов по формуле Кастрова-Савинова, пунктирные по формуле Бугера. По оси абсцисс на черт. 1 и 6—10 отложены месяцы года по порядку, а на черт. 2—5 часы дня.

По оси ординат отложены величины прозрачностей, соответствующие данному месяцу или данному часу дня.

На черт. 1 дан сверху годовой ход средней месячной прозрачности, а снизу годовой ход средней полуденной прозрачности по месяцам.

На черт. 2 дан сверху суточный ход прозрачности за январь, под ним за февраль и внизу за март 1931 года; на черт. 3 даны суточные ходы

прозрачности за апрель, май и июнь, на черт. 4—суточные ходы прозрачности за июль, август и сентябрь; на черт. 5—суточные ходы прозрачности за октябрь, ноябрь и декабрь.

На черт. 6—10 даны годовые ходы прозрачности по месяцам до полудня P_{sa} , P_{ba} и после полудня P_{sp} , P_{bp} для масс атмосферы 5, 4, 3, 2 и $1\frac{1}{2}$.

Эти данные приводят к следующим выводам:

1) Характер кривых суточного хода прозрачности по формуле Бугера является мало правдоподобным, давая чрезмерные величины прозрачности при низком положении солнца. Вследствие этого формулу Кастрова-Савинова следует предпочитать¹.

2) Годовой ход прозрачности показывает большую величину ее зимой по сравнению с летом. Наибольшая прозрачность воздуха бывает в период декабрь—февраль, наименьшая прозрачность имеет место два раза в году — в апреле и в августе, причем последний минимум не столь ясно выражен и для различных масс сдвигается, иногда до октября.

3) Наличие максимума прозрачности воздуха зимой и минимума летом объясняется пылью летом и большей абсолютной влажностью. Наличие двух минимумов летом сможет быть объяснено после исследования прозрачности за следующие годы.

4) Выяснение вопроса, как влияют на величину прозрачности различные факторы порознь, как-то пыль, влага, различные газы, возможно после исследования прозрачности в различных частях спектра и выявления величины помутнения атмосферы. Параллельно следует исследовать радиации каких частот поглощаются различными агентами, помутняющими атмосферу. Поглощение водяными парами происходит в красной и инфракрасной области почти сплошь. В области ниже 700 μ поглощения водяными парами практически нет. Фильтр фирмы Шотта RG 2 как раз поглощает волны короче 700 μ , т. е. приблизительно область пропускаемую водяными парами. Таким образом ориентировочно определяется поглощение водяными парами.

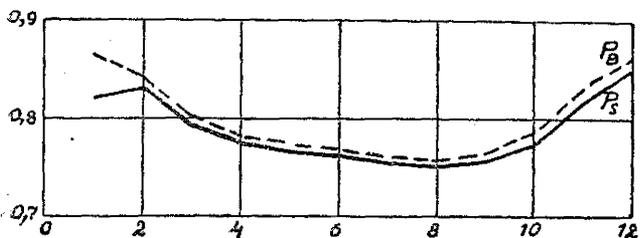
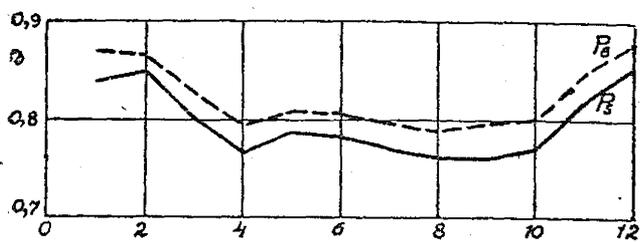
5) Приведенные данные взятые из наблюдений произведенных актинометристом Р. С. Корсаком, за 1931 год являются лишь первыми наметками к составлению данных прозрачности, как климатологического и актинометрического фактора, и лишь дальнейшие наблюдения и исследования смогут уточнить эти данные.

6) Дальнейшие наблюдения должны вестись как измерением прямой радиации актинометром, так и измерением по частям спектра помощью фильтров, напр. фильтров фирмы Шотта.

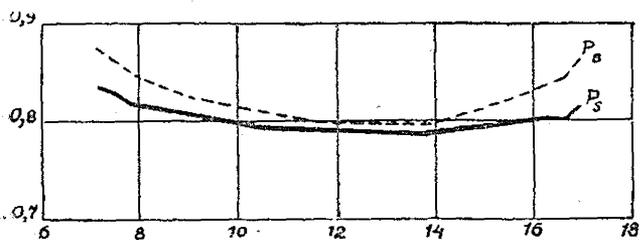
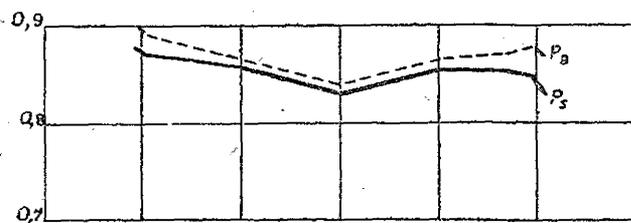
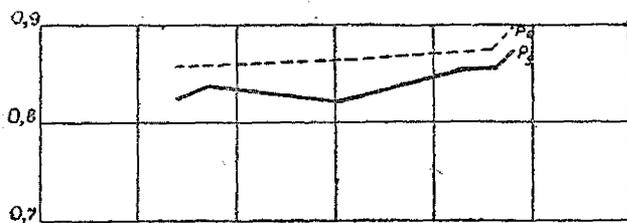
Такая работа в Самарканде уже идет и по обработке материалов будет опубликована.

7) Весьма желательны расчеты прозрачности и для других пунктов УзССР, при чем эти расчеты следует, по видимому, вести по формуле Кастрова-Савинова и брать солнечную постоянную по европейской шкале.

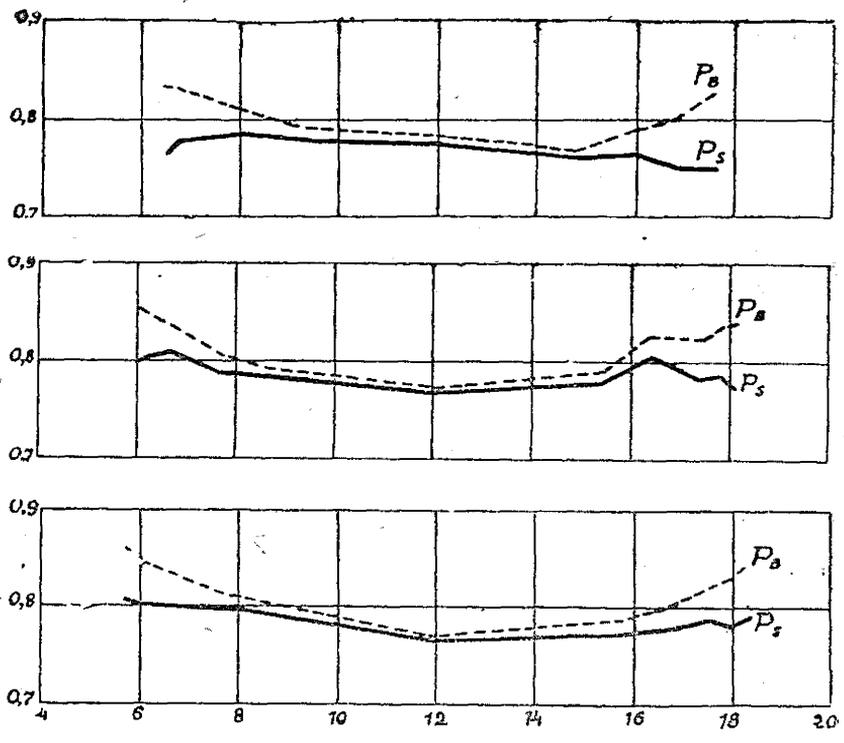
¹ См. С. М. Горленко.—К вопросу о методе вычисления теоретического солнечного кадра, стр. 93-109.



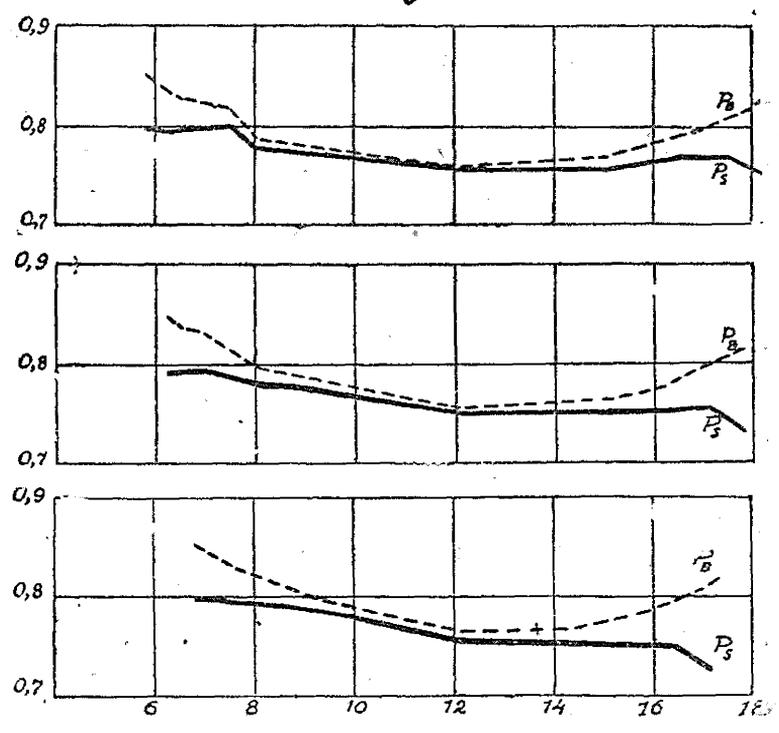
1



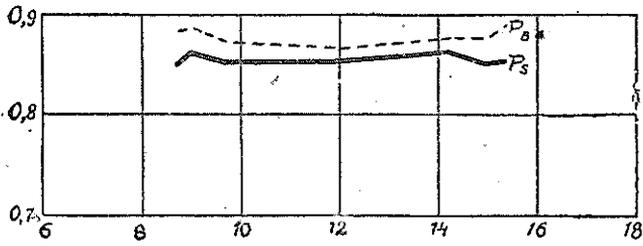
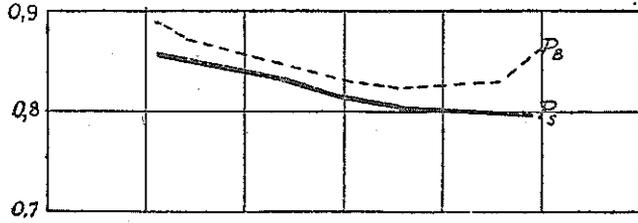
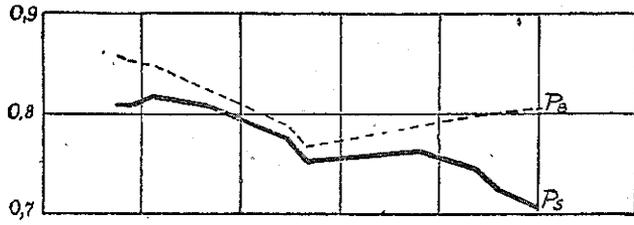
2



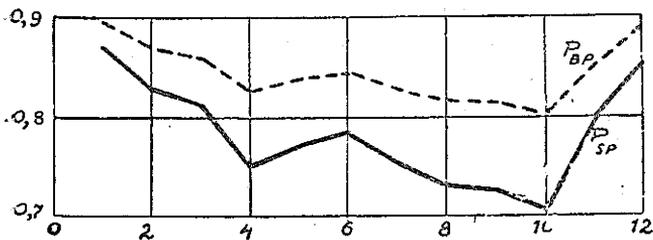
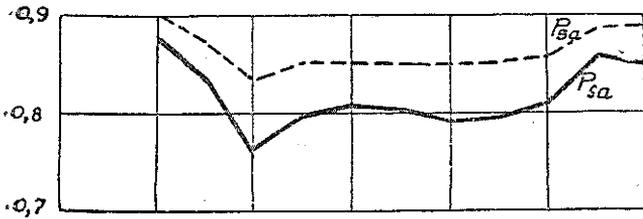
3



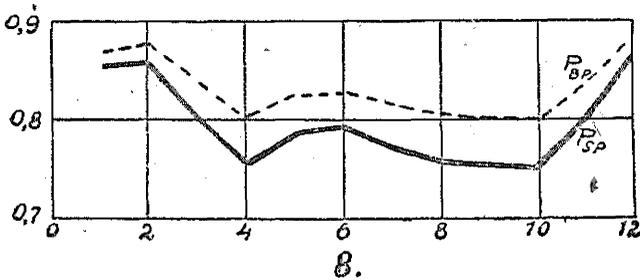
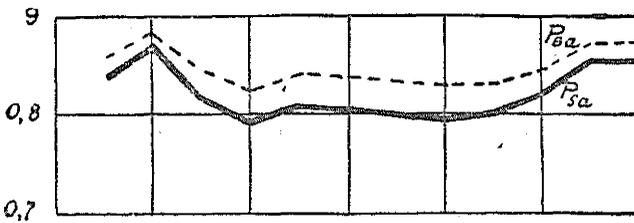
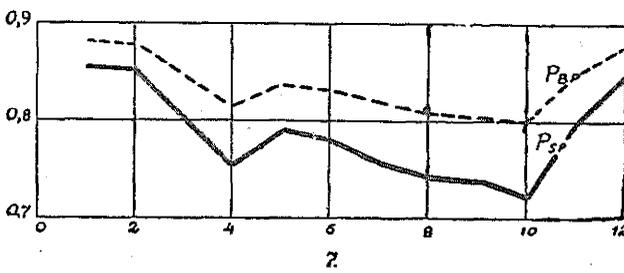
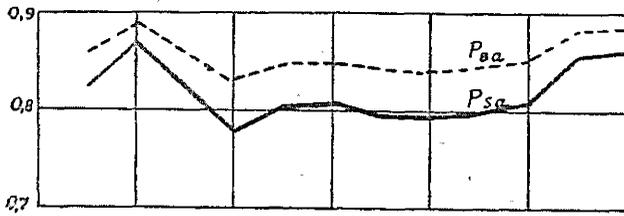
4

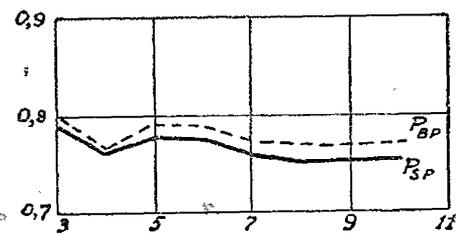
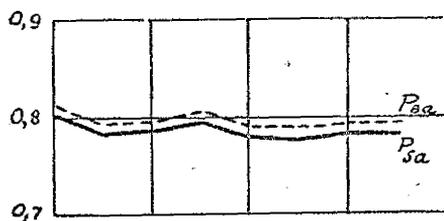
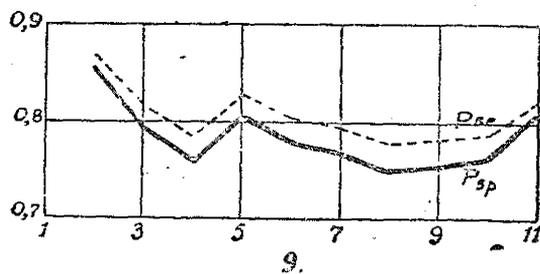
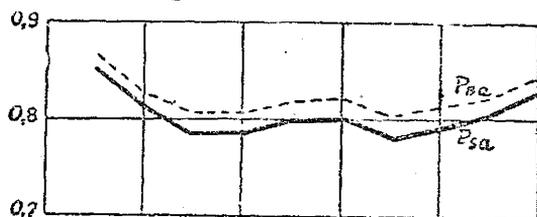


5



6





10.

S. M. GORLENKO

On the air transparency of Samarkand in 1931.

In this paper there are given the results of the calculation of air transparency of Samarkand by means of the formula of Kastrow-Savinof and by means of that of Bouguer. On the tables there are given for all the months the „masses“ of the atmosphere in which took place at the time of measuring by means of the actinometer of Michelson, the corresponding masses M at the sea level at the air pressure of 760 mm Hg, the sun radiation I measure with the actinometer, the moments of measuring of the direct radiation, the numbers N of measurings made during the month for the corresponding masses of the atmosphere, the months middle air transparencies for the corresponding masses of the atmosphere according the formula of Kastrow-Savinof P_s and that of Bouguer P_b , and the middle air transparencies for the whole a day P_s and P_B .

These results are graphically illustrated by the figures 1—10.

The results obtained show:

1. The character of the curves of the transparency calculated according to the formula of Bouguer are giving too great transparencies at the low sun heights; therefore the Kastrow-Savinof formula should be preferred;

2. The transparency in the winter is greater than in the summer. The maximum of transparency takes place in the months december—february, the minimum twice an year—in april and in august.

3. Such a change of transparency is due to the dust in the summer and to the greater absolute humidity.

4. The influence of the different factors can be determined after the investigation of these factors.

5. The measurements of the radiation by means of the actinometer are fulfilled by Mr. R. S. Korsak.

6. The following investigations shall be made as by measuring of the direct radiation, as by measuring of the different parts of the spectrum by means of Shott's filters. Such a work is made in Samarkand and the material are to be published.

7. It is desirable to make such investigation for other points of the Uzbekistan.

К ВОПРОСУ О МЕТОДЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО СОЛНЕЧНОГО КАДАСТРА УЗССР

В связи с необходимостью иметь кадастр солнечной энергии Узбекистана, как края могущего использовать особо благоприятно ресурсы этой энергии по сравнению с другими местностями СССР, сектором Гелиоэнергетики Узбекского Гидро-метеорологического института было поручено мне приступить к составлению такового.

Для осуществления реального истинного кадастра требуются систематические наблюдения в течение нескольких лет в ряде пунктов помощью регистрирующих приборов, дающих величины прямой радиации непосредственно падающих солнечных лучей, рассеянной или диффузной радиации и земного излучения.

В настоящее время при отсутствии таких приборов на станциях не только метеорологической сети УзССР, но и вообще на земном шаре, приходится прибегать к косвенным методам расчета кадастра.

Первым ориентировочным приближением для вычисления кадастра является так называемый теоретический кадастр прямой радиации, предполагающий определенную величину коэффициента прозрачности воздуха и наличие ясного неба.

Учет облачности даст возможность ввести в этот максимальный кадастр прямой радиации соответствующую поправку.

Вычисление теоретического кадастра может быть произведено по одной из двух наиболее известных формул—Бугера и Кастрова-Савинова. Формула Бугера выражается в виде

$$J = J_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \rho M$$

где ρ —прозрачность воздуха, M —масса атмосферы, т. е. толщина атмосферы взятая относительно вертикального слоя ее, J_0 —солнечная постоянная, т. е. радиация у внешних пределов атмосферы, r_0 —среднее расстояние от земли до солнца, r —расстояние от земли до солнца в данный момент и J —прямая радиация в данный момент на поверхность перпендикулярную солнечным лучам. Замена величин r и r_0 обратно пропорциональными им величинами паралаксов солнца π и π_0 дает

$$J = J_0 \left(\frac{\pi}{\pi_0} \right)^2 \rho M \dots \dots \dots (1)$$

Формулу Кастрова-Савинова можно представить в виде

$$J = J_0 \left(\frac{\pi}{\pi_0} \right)^2 \frac{1}{1 + cM}, \dots \dots \dots (2)$$

где c есть функция прозрачности ρ , связанная с нею зависимостью

$$c = \frac{1 - \rho}{\rho} \text{ или } \rho = \frac{1}{1 + cm}, \dots (3)$$

а остальные обозначения те же, что и в формуле (1).

При подсчетах солнечной радиации пользуются как той, так и другой формулой, напр. проф. Б. П. Вейнберг¹ пользуется формулой Савинова, а К. Г. Трофимов² формулой Бугера. Однако обе эти формулы не являются точными, ибо формула Кастрова-Савинова является формулой эмпирической, а формула Бугера теоретическая, но применима лишь для монохроматического света. Следовательно, правильное значение радиации получится при применении формулы Бугера для весьма малых промежутков длин волн $d\lambda$ и интегрировании радиации по всему спектру от 0 до ∞ .

Для выявления преимуществ того или иного метода расчета теоретического кадастра надлежит произвести сравнительную оценку результатов получаемых различными методами, что и было выполнено.

Сначала был вычислен теоретический кадастр для широты $\varphi = 40^\circ$ для января и июля по формулам Кастрова-Савинова и Бугера. За величину прозрачности был взят предлагаемый Савиновым коэффициент прозрачности 0,75.

Солнечная постоянная была взята по европейской шкале $J_0 = 1,89 \frac{\text{мал. кал.}}{\text{см}^2 \text{ мин.}}$

ибо все актинометрические приборы СССР градуируются по этой шкале.

Склонение солнца δ и параллакс π брались по астрономическому календарю на 16 число, т. к. его данные являлись средними за месяц.

Масса атмосферы m для моментов наблюдений вычислялась по известной формуле сферической астрономии

$$m = \text{Sinh} = \text{Sin} \varphi \text{Sin} \delta + \text{Cos} \varphi \text{Cos} \delta \text{Cos} \theta, \dots (4)$$

при чем h — высота солнца над горизонтом и θ — часовой угол.

Расчет радиации J на горизонтальную поверхность производился по формуле

$$J' = J \text{ Sinh} \dots (5)$$

Сравнение величин радиаций вычисленных по обоим формулам для $\varphi = 40^\circ$ сведено для января в таблицу I (черт. 1) и для июля в таблицу II (черт. 2). Величины радиации выражены в солярах³, при чем 1 соляр =

$$= 1 \frac{\text{мал. кал.}}{\text{см}^2 \text{ мин.}}$$

Эти данные показывают большие расхождения результатов расчета, в особенности для зимних месяцев. Величины J по Бугеру и по Кастрову Савинову,

согласно формул (1) и (2), совпадают при $M = 1$ и равны $J = J_0 \left(\frac{\pi}{\pi_0} \right)^2 \rho$. С уве-

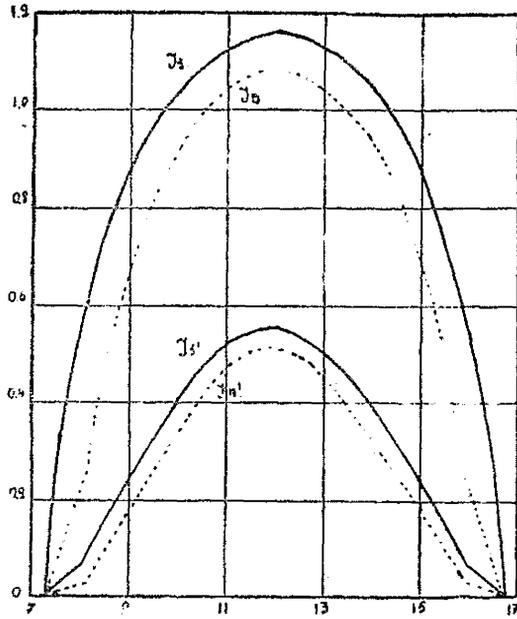
личением M они становятся все более отличными друг от друга.

Для установления, какая из упомянутых формул ближе к действительности, были использованы данные измерений радиаций по массам и в полдень для города Самарканда. Как известно, измерения прямой радиации актинометром Михельсона производятся в полдень и для моментов, когда масса

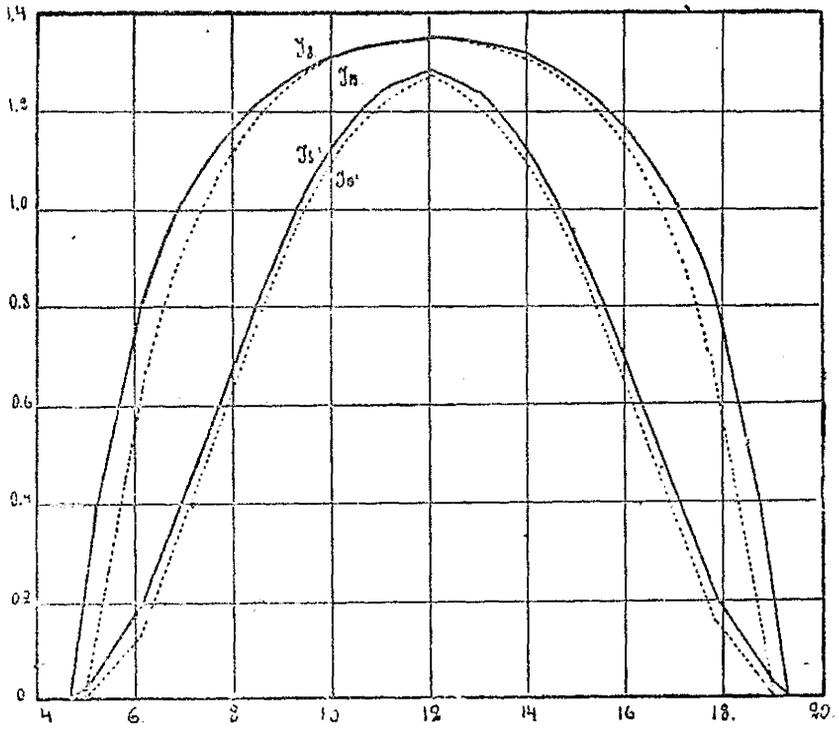
¹ Б. П. Вейнберг — Жез тыл уголь. Изд. Гос. Акад. Наук. 1929 г.

² К. Г. Трофимов — Прозрачность земной атмосферы в Ташкенте за четыре года (1926—1929 г. г.); Бюллетень Ср.-Аз. Мет. инст. 1930 г. № 7.

³ Обозначение „соляр“ предложено мною в работе „Изучение влияния стекол на нагрев солнечного приемника с много стекольной защитой“.



Черт. 1.



Черт. 2

атмосферы m равна 1/2, 2, 3, 4 и 5. Эти данные дают возможность вычислить величины прозрачностей ρ , при чем для этого масса атмосферы приводится к уровню местности по приближенной формуле, полагающей массу атмосферы пропорциональной давлению. Строго говоря, подобное приведение к уровню моря является неправильным, т. к. лишь для монохроматического света, согласно Рэлею, поглощение пропорционально толщине слоя. Фактически коэффициент поглощения $a_{m,b}$ представляется в виде интегральной функции от длины волны и воздушной массы. Пусть $J_0 \lambda d\lambda$ представляет собой энергию длины волны λ в интервале $d\lambda$ у внешних пределов атмосферы, а a_λ спектральный коэффициент поглощения. Тогда ослабление всей внеземной радиации при прохождении через атмосферу составляет из ослабления отдельных спектральных областей и поэтому интенсивность при определенной воздушной массе m и при атмосферном давлении H равна

$$J_{m,n} = \int_0^\infty J_0 \lambda d\lambda e^{-d\lambda \cdot m} = J_0 e^{-a_{m,n} m} \dots \dots \dots (6)$$

откуда

$$a_{m,n} = -\frac{1}{m} \ln \int_0^\infty \frac{J_0 \lambda}{J} e^{-a_\lambda m} d\lambda, \dots \dots \dots (7)$$

где $a_\lambda = a_\lambda \frac{H}{760}$, $\dots \dots \dots$ (8)

при чем a_λ есть поглощение для волны λ при атмосферном давлении 760 мм и a_λ — поглощение для волны λ при давлении H .

Коэффициент поглощения всей радиации является функцией спектрального распределения излучения на всем пути до рассматриваемого уровня. Однако применение приближенной формулы для интегральной радиации всех волн при не очень больших высотах дает небольшие ошибки коэффициента поглощения, которые согласно Лаушера¹, выражаются в виде следующей таблицы, в которой в строчках а помечены истинные коэффициенты поглощения и в строчках б вычисленные по приближенной формуле (см. табл. 3 стр. 98).

После нахождения M приведенного из формул Бугера (1) и Кастрова-Савинова (2) и (3) для наблюдаемых величин радиаций J по актинометру находились соответствующие значения прозрачности ρ . Подобного рода расчеты велись для января, апреля, июля и октября 1931 г.

Т. к. январь и апрель имели очень мало дней удачных для наблюдений, о были взяты за основу июль к октябрь.

В таблице IV приведены средние прозрачности атмосферы вычисленные по формулам Кастрова Савинова и Бугера для июля и октября при различных массах m атмосферы.

¹ F. Lauscher.—Ueber den Trübungsfaktor. Met. Zeitschrift B. 47. 1930, H. 1.

Таблица III.

| Атмосферн. давление | | m = 1 | 2 | 3 | 4 | 6 | 8 | 10 |
|---------------------|---|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 760 | а | 0,123 | 0,111 | 0,103 | 0,095 | 0,085 | 0,077 | 0,071 |
| | в | 0,123 | 0,111 | 0,103 | 0,095 | 0,085 | 0,077 | 0,071 |
| 700 | а | 0,115 | 0,103 | 0,095 | 0,088 | 0,079 | 0,073 | 0,068 |
| | в | 0,113 | 0,102 | 0,095 | 0,087 | 0,078 | 0,071 | 0,065 |
| 650 | а | 0,108 | 0,097 | 0,090 | 0,084 | 0,075 | 0,069 | 0,064 |
| | в | 0,105 | 0,095 | 0,088 | 0,081 | 0,073 | 0,066 | 0,062 |
| 600 | а | 0,100 | 0,091 | 0,084 | 0,079 | 0,071 | 0,065 | 0,061 |
| | в | 0,097 | 0,088 | 0,081 | 0,075 | 0,067 | 0,061 | 0,056 |
| 550 | а | 0,093 | 0,085 | 0,079 | 0,074 | 0,066 | 0,061 | 0,057 |
| | в | 0,089 | 0,080 | 0,075 | 0,069 | 0,062 | 0,056 | 0,051 |
| 500 | а | 0,086 | 0,078 | 0,073 | 0,069 | 0,062 | 0,057 | 0,054 |
| | в | 0,081 | 0,073 | 0,068 | 0,063 | 0,056 | 0,051 | 0,047 |

Таблица IV.

| Число масс m | И ю л ь | | О к т я б р ь | |
|-----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| | P _s | P _b | P _s | P _b |
| 5 а | 0,797 | 0,853 | 0,810 | 0,859 |
| 4 а | 0,795 | 0,842 | 0,809 | 0,850 |
| 3 а | 0,797 | 0,831 | 0,819 | 0,846 |
| 2 а | 0,802 | 0,821 | 0,805 | 0,823 |
| 1 1/2 а | 0,777 | 0,797 | 0,780 | 0,793 |
| 1,0527 | 0,756 | 0,760 | — | — |
| 1,4945 | — | — | 0,775 | 0,788 |
| 1 1/2 p | 0,756 | 0,772 | 0,754 | 0,769 |
| 2 p | 0,768 | 0,793 | 0,762 | 0,787 |
| 3 p | 0,767 | 0,811 | 0,746 | 0,795 |
| 4 p | 0,756 | 0,818 | 0,724 | 0,799 |
| 5 p | 0,752 | 0,828 | 0,706 | 0,804 |

Значек а после цифры числа масс значит „до полудня“, значек p — „после полудня“, цифры без значков относятся к средним массам в полдень

в июле и в октябре. Столбцы P_s и P_b дают прозрачности, вычисленные соответственно по формулам Кастрова-Савинова и Бугера.

Сравнение значений прозрачностей как для приведенных случаев, так и других показывает, что формула Бугера дает сильное *увеличение* прозрачности с приближением к горизонту. Это обстоятельство говорит за меньшую вероятность правильности формулы Бугера по сравнению с формулой Савинова.

Сомнение в возможности применения формулы Бугера к полному излучению побудило произвести сравнительные подсчеты кадастров вычисленных разными способами на один и тот же месяц. Такими месяцами были взяты июль и октябрь, которые являются месяцами разных времен года и имели в 1931 г. в Самарканде достаточное число ясных дней.

Для каждого из этих месяцев величины прямых радиаций вычислялись на поверхность перпендикулярную к солнечным лучам и на поверхность горизонтальную следующими пятью способами.

А) Расчет радиации на перпендикулярную поверхность производился по формуле Кастрова-Савинова (2), при чем величина массы атмосферы вычислялась на каждый час по формуле (4). За коэффициент прозрачности брался коэффициент Савинова $p = 0,75$ или $e = 1/3$.

Б) Расчет радиации на перпендикулярную поверхность произведен по формуле Бугера (1), причем величина массы атмосферы вычислялась на каждый час по формуле (4), коэффициент прозрачности брался по Савинову $p = 0,75$.

Однако прозрачность меняется из месяца в месяц; кроме того, возможно, что коэффициент прозрачности пригодный для подстановки в формулу Савинова должен быть заменен другим при применении формулы Бугера.

В) В связи с этим явилось наиболее целесообразным подсчитать для выбранных двух месяцев средние коэффициенты прозрачности по формулам Кастрова-Савинова и Бугера, которые и должны быть наиболее подходящими. Для этого брались средние месячные величины радиации для каждого срока измерений по массам, и вычислялись соответствующие прозрачности. Результаты этих вычислений и приведены в таблице IV.

Г) Для подсчета средней месячной прозрачности каждая из упомянутых прозрачностей умножалась на среднее число минут, когда данное измерение по массам ближе всего.

Сложение подобных произведений по времени и деление суммы на число минут дневного времени давало среднюю месячную прозрачность. Полученные прозрачности должны дать ход радиации наиболее близкий к реальному ходу, если формула вообще достаточно правильно выражает его. И так для случая В) расчет радиации на перпендикулярную поверхность произведен по формуле Кастрова-Савинова, а для случая Г) по формуле Бугера (1).

Величина массы атмосферы бралась для моментов наблюдений актинометром по массам.

Прозрачность бралась средняя месячная.

Д) Радиации на перпендикулярную поверхность не высчитывались, а брались средние месячные для каждого из сроков наблюдений по массам актинометром Михельсона для ясных дней. Из формулы (4) брались средние месячные часовые углы соответствующие данным массам для данного наблюдения.

Радиации на горизонтальную поверхность брались во всех случаях по формуле (5).

В нижеследующих таблицах V, VI приведены сравнительные величины радиаций вычисленных способами В, Г и Д для июля и октября месяцев для города Самарканда. Данные радиаций, вычисленных по способам А и Б, приводятся ниже в сводных таблицах VII и VIII.

Расчет радиации для июля и октября по формулам Кастрова-Савинова и Бугера с средними коэффициентами прозрачности, вычисленными по Самарканду (случаи В и Г)

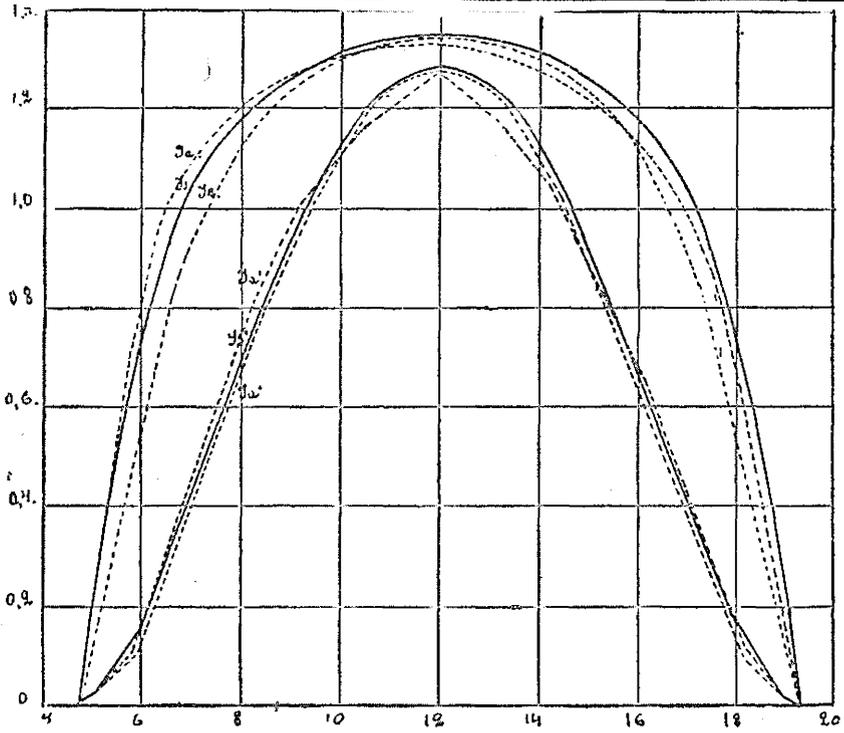
Таблица V.

| I | И ю л ь | | | | | | |
|-----------------------------------------------------|---------|-------|-------|--------|-------|-------|--------|
| | m | P_s | J_s | J'_s | P_b | J_b | J'_b |
| 12 20 8 [—] июля 15 [—] 31 | 1,053 | 0,770 | 1,362 | 1,202 | 0,796 | 1,406 | 1,336 |
| 27 7 [—] июля 16 [—] 33 | 1,5 | 0,770 | 1,227 | 0,818 | 0,796 | 1,257 | 0,838 |
| 32 6 [—] июля 17 [—] 28 | 2 | 0,770 | 1,105 | 0,553 | 0,796 | 1,109 | 0,554 |
| 5 6 [—] июля 17 [—] 55 | 3 | 0,770 | 0,922 | 0,307 | 0,796 | 0,863 | 0,288 |
| 49 5 [—] июля 18 [—] 11 | 4 | 0,770 | 0,792 | 0,198 | 0,796 | 0,672 | 0,168 |
| | 5 | 0,770 | 0,693 | 0,139 | 0,796 | 0,523 | 0,105 |
| О к т я б р ь | | | | | | | |
| 12 42 11 [—] июля 12 [—] 18 | 1,495 | 0,773 | 1,290 | 0,864 | 0,809 | 1,351 | 0,909 |
| 24 9 [—] июля 14 [—] 36 | 1,5 | 0,773 | 1,289 | 0,859 | 0,809 | 1,349 | 0,900 |
| 16 8 [—] июля 15 [—] 44 | 2 | 0,773 | 1,164 | 0,582 | 0,809 | 1,203 | 0,602 |
| 47 7 [—] июля 16 [—] 13 | 3 | 0,773 | 0,975 | 0,325 | 0,809 | 0,957 | 0,319 |
| 30 7 [—] июля 16 [—] 30 | 4 | 0,773 | 0,838 | 0,210 | 0,809 | 0,761 | 0,190 |
| | 5 | 0,773 | 0,735 | 0,147 | 0,809 | 0,605 | 0,121 |

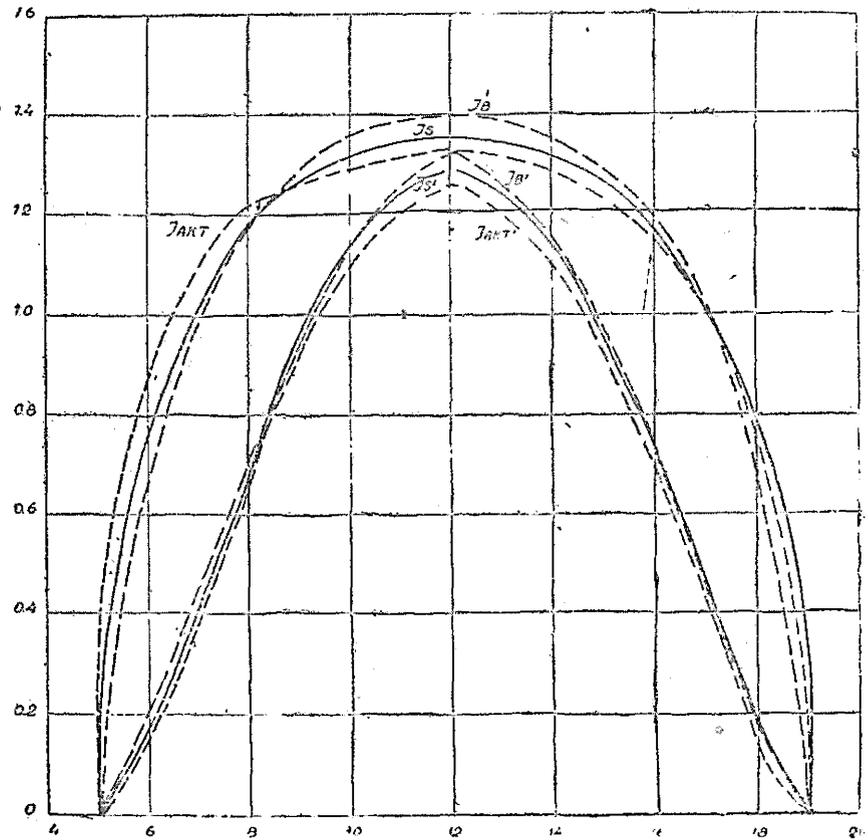
В этих таблицах значки S и B относятся соответственно к величинам, взятым по формуле Кастрова-Савинова и по формуле Бугера

Существенным неудобством таблиц V и VI для сравнения данных является то, что для случаев А и Б отсчеты даны через каждый час, а в таблицах V и VI для моментов измерений по массам.

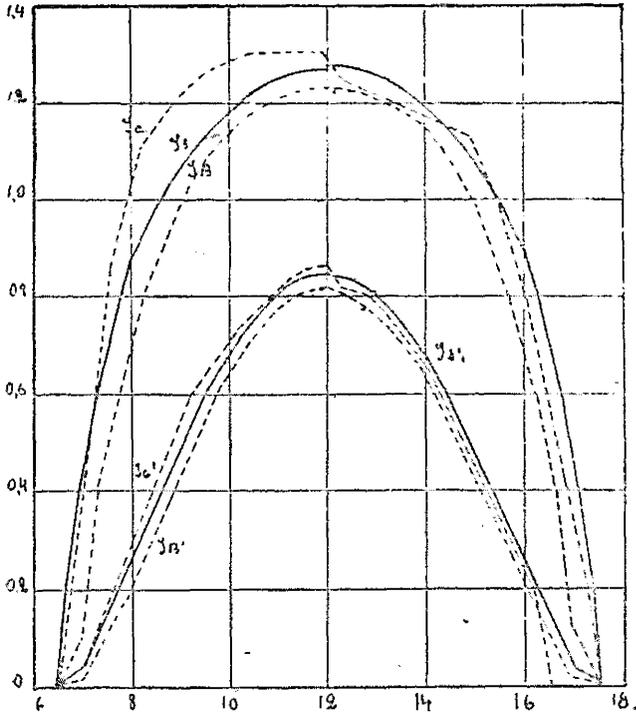
На черт. 3—6 сопоставлены для сравнения графики, составленные по способам А, Б, В и Г, с графиками—по методу Д, при чем по оси абсцисс отложено время, а по оси ординат величина радиации в солярах. Эти чертежи дают возможность интерполировать значения радиаций для способов В, Г и Д к моментам целых часов и, следовательно, сравнить значения радиаций для одних и тех же моментов по всем пяти способам, что и сделано в таблицах VII и VIII. Кривые черт. 3—6 ясно дают значительно меньшие величины радиации в периоды низкого положения солнца по формуле Бугера, что вполне согласуется с выводами, сделанными из таблицы IV, и говорит не в пользу этой формулы.



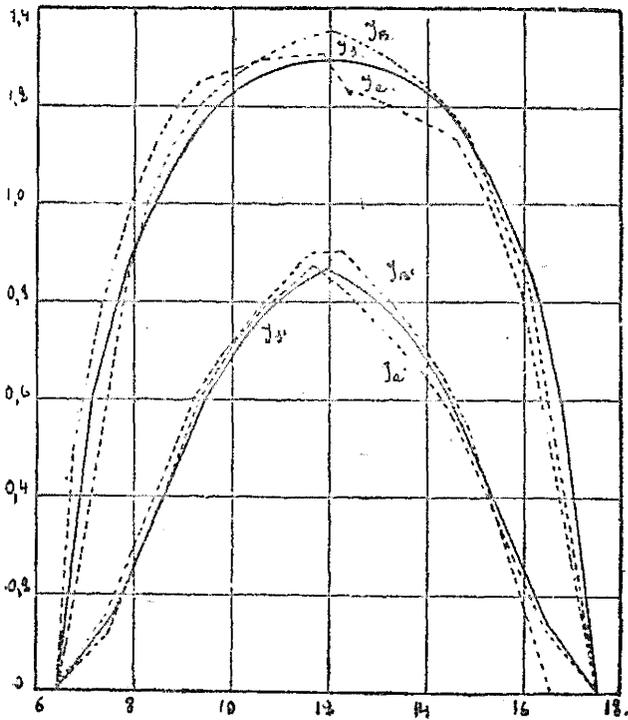
Черт. 3.



Черт. 4.



Черт. 5.



Черт. 6.

Расчет радиации для июля и октября из средних месячных данных по наблюдениям актиметра для Самарканда (случай Д).

Таблица VI.

| И ю л ь | | | | О к т я б р ь | | | |
|-----------------|-------|-------|-------|-----------------|-------|-------|-------|
| t | m | J | J' | t | m | J | J' |
| 40 | | | | 30 | | | |
| 5 ⁻ | 5 | 0,763 | 0,153 | 7 ⁻ | 5 | 0,839 | 0,168 |
| 05 | | | | 47 | | | |
| 6 ⁻ | 4 | 0,859 | 0,215 | 7 ⁻ | 4 | 0,943 | 0,236 |
| 32 | | | | 16 | | | |
| 6 ⁻ | 3 | 0,994 | 0,331 | 8 ⁻ | 3 | 1,108 | 0,369 |
| 27 | | | | 24 | | | |
| 7 ⁻ | 2 | 1,187 | 0,594 | 9 ⁻ | 2 | 1,250 | 0,625 |
| 29 | | | | 42 | | | |
| 8 ⁻ | 1 1/2 | 1,243 | 0,829 | 11 ⁻ | 1 1/2 | 1,305 | 0,870 |
| 0 | | | | o | | | |
| 12 ⁻ | 1,053 | 1,333 | 1,266 | 12 ⁻ | 1,495 | 1,296 | 0,867 |
| 31 | | | | 18 | | | |
| 15 ⁻ | 1 1/2 | 1,196 | 0,797 | 12 ⁻ | 1 1/2 | 1,244 | 0,829 |
| 33 | | | | 36 | | | |
| 16 ⁻ | 2 | 1,099 | 0,550 | 14 ⁻ | 2 | 1,135 | 0,568 |
| 28 | | | | 44 | | | |
| 17 ⁻ | 3 | 0,916 | 0,305 | 15 ⁻ | 3 | 0,905 | 0,301 |
| 55 | | | | 13 | | | |
| 17 ⁻ | 4 | 0,757 | 0,189 | 16 ⁻ | 4 | 0,719 | 0,180 |
| 11 | | | | 30 | | | |
| 18 ⁻ | 5 | 0,650 | 0,130 | 16 ⁻ | 5 | 0,586 | 0,012 |

Сравнение радиаций за июль.

Таблица VII.

| t | J _{s,0,75} | J _{b,0,75} | J _{s,p} | J _{b,p} | J _{акт} | J' _{s,0,75} | J' _{b,0,75} | J' _{s,p} | J' _{b,p} | J' _{акт} |
|---------------------------------|---------------------|---------------------|------------------|------------------|------------------|----------------------|----------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| h | | | | | | | | | | |
| 5 h | 0,230 | 0,100 | 0,208 | 0,040 | 0,320 | 0,011 | 0,005 | 0,028 | 0,012 | 0,020 |
| 6 h | 0,754 | 0,534 | 0,762 | 0,630 | 0,837 | 0,176 | 0,125 | 0,178 | 0,137 | 0,172 |
| 7 h | 1,019 | 0,921 | 1,022 | 1,000 | 1,106 | 0,428 | 0,386 | 0,427 | 0,417 | 0,460 |
| 8 h | 1,171 | 1,126 | 1,180 | 1,188 | 1,222 | 0,693 | 0,666 | 0,698 | 0,716 | 0,718 |
| 9 h | 1,262 | 1,241 | 1,275 | 1,295 | 1,262 | 0,934 | 0,918 | 0,956 | 0,956 | 0,938 |
| 10 h | 1,317 | 1,307 | 1,325 | 1,360 | 1,22 | 1,124 | 1,116 | 1,139 | 1,135 | 1,107 |
| 11 h | 1,346 | 1,341 | 1,350 | 1,392 | 1,317 | 1,245 | 1,242 | 1,248 | 1,260 | 1,205 |
| 12 h | 1,355 | 1,352 | 1,362 | 1,406 | 1,333 | 1,287 | 1,285 | 1,292 | 1,336 | 1,266 |
| 13 h | 1,346 | 1,341 | 1,350 | 1,392 | 1,333 | 1,245 | 1,242 | 1,248 | 1,260 | 1,209 |
| 14 h | 1,317 | 1,307 | 1,325 | 1,360 | 1,291 | 1,124 | 1,116 | 1,139 | 1,135 | 1,104 |
| 15 h | 1,262 | 1,241 | 1,275 | 1,295 | 1,234 | 0,934 | 0,918 | 0,956 | 0,956 | 0,927 |
| 16 h | 1,171 | 1,126 | 1,180 | 1,188 | 1,150 | 0,693 | 0,666 | 0,698 | 0,716 | 0,683 |
| 17 h | 1,019 | 0,921 | 1,022 | 1,000 | 1,015 | 0,428 | 0,386 | 0,427 | 0,417 | 0,440 |
| 18 h | 0,754 | 0,534 | 0,762 | 0,630 | 0,710 | 0,176 | 0,125 | 0,178 | 0,137 | 0,168 |
| 19 h | 0,230 | 0,100 | 0,208 | 0,040 | 0,182 | 0,011 | 0,005 | 0,028 | 0,012 | 0,022 |
| средн. разн. с J _{акт} | 0,039 | 0,093 | 0,043 | 0,094 | | 0,017 | 0,030 | 0,023 | 0,030 | |
| абс. зн. погр. | -0,003 | -0,030 | +0,001 | -0,022 | | 0,005 | 0,016 | 0,015 | 0,010 | |

Сравнение радиаций за октябрь.

Таблица VIII.

| t | $J_{s,0,75}$ | $J_{b,0,75}$ | $J_{s,p}$ | $J_{b,p}$ | $J_{акт}$ | $J'_{s,0,7}$ | $J_{b,0,7}$ | $J'_{s,p}$ | $J_{b,p}$ | $J_{окт}$ | |
|-----------------|--------------|--------------|-----------|-----------|-----------|--------------|-------------|------------|-----------|-----------|--|
| 7 ^h | 0,454 | 0,121 | 0,400 | 0,325 | 0,488 | 0,047 | 0,013 | 0,030 | 0,023 | 0,033 | |
| 8 ^h | 0,882 | 0,701 | 0,900 | 0,855 | 1,006 | 0,254 | 0,202 | 0,262 | 0,242 | 0,290 | |
| 9 ^h | 1,089 | 0,998 | 1,105 | 1,143 | 1,213 | 0,486 | 0,445 | 0,495 | 0,500 | 0,543 | |
| 10 ^h | 1,198 | 1,146 | 1,210 | 1,258 | 1,283 | 0,680 | 0,650 | 0,675 | 0,738 | 0,723 | |
| 11 ^h | 1,253 | 1,217 | 1,263 | 1,318 | 1,310 | 0,806 | 0,783 | 0,798 | 0,853 | 0,828 | |
| 12 ^h | 1,270 | 1,238 | 1,290 | 1,351 | 1,296 | 08,50 | 0,828 | 0,864 | 0,904 | 0,867 | |
| 13 ^h | 1,253 | 1,217 | 1,263 | 1,318 | 1,222 | 0,806 | 0,783 | 0,798 | 0,853 | 0,764 | |
| 14 ^h | 1,108 | 1,146 | 1,210 | 1,258 | 1,175 | 0,680 | 0,650 | 0,675 | 0,738 | 0,656 | |
| 15 ^h | 1,089 | 0,998 | 1,105 | 1,143 | 1,068 | 0,486 | 0,445 | 0,495 | 0,500 | 0,478 | |
| 16 ^h | 0,882 | 0,701 | 0,900 | 0,855 | 0,800 | 0,254 | 0,202 | 0,262 | 0,242 | 0,238 | |
| 17 ^h | 0,454 | 0,121 | 0,400 | 0,325 | 0,336 | 0,047 | 0,013 | 0,030 | 0,023 | 0 | |
| средн разн. | абс. зн. | 0,046 | 0,106 | 0,047 | 0,052 | | 0,022 | 0,031 | 0,019 | 0,026 | |
| | погр | -0,012 | -0,106 | -0,010 | -0,004 | | -0,002 | -0,027 | -0,002 | +0,013 | |

Эти таблицы показывают, что расчеты по формуле Кастрова-Савинова дают гораздо меньшие по абсолютной величине расхождения с данными актинометрических наблюдений, чем по формуле Бугера. Далее представляет интерес, как различные методы вычисления влияют на самый кадастр, т. е. на учет сумм тепла. Для этой цели графическим интегрированием вычисляются величины сумм тепла за каждый час по разным способам и сравниваются между собой. Каждая из этих величин, очевидно, изображается площадью ограниченной часовым отрезком по оси абсцисс, двумя прямыми параллельными оси ординат и отсекаемым ими отрезком кривой. После каждой величины часовой энергии дана величина расхождения в процентах относительно соответствующей суммы тепла, полученной на основании измерения актинометром.

Сравнительная таблица июльского среднего кадастра по часам для гор. Самарканда на перпендикулярную поверхность.

Таблица IX.

| В р е м я | $Q_{s,r}$ | $\Delta\%$ | $Q_{b0,75}$ | $\Delta\%$ | $Q_{s,p}$ | $\Delta\%$ | $Q_{b,p}$ | $\Delta\%$ | $Q_{акт}$ |
|---------------------|-----------|------------|-------------|------------|-----------|------------|-----------|------------|-----------|
| 4 — 5 | 2,1 | -4,5 | 0,8 | -63,6 | 1,8 | -18,2 | 0,3 | -86,4 | 2,9 |
| 5 — 6 | 32,5 | -8,4 | 18,0 | -49,3 | 32,5 | -8,5 | 16,3 | -54,1 | 35,5 |
| 6 — 7 | 54,0 | -7,9 | 44,9 | -23,4 | 54,3 | -7,4 | 50,4 | -14,0 | 58,6 |
| 7 — 8 | 66,0 | -6,0 | 61,5 | -12,4 | 66,3 | -5,6 | 66,1 | -5,8 | 70,2 |
| 8 — 9 | 73,2 | -1,7 | 71,4 | -4,3 | 73,7 | -1,1 | 74,7 | +0,3 | 74,5 |
| 9 — 10 | 77,4 | +0,4 | 76,5 | -0,8 | 78,0 | +1,2 | 79,5 | +3,1 | 77,1 |
| 10 — 11 | 79,5 | +1,5 | 79,4 | +1,4 | 80,2 | +2,4 | 82,7 | +5,6 | 78,3 |
| 11 — 12 | 81,0 | +1,7 | 80,9 | +1,6 | 81,2 | +2,0 | 84,0 | +6,8 | 79,6 |
| 12 — 13 | 81,0 | +1,5 | 80,9 | +1,4 | 81,2 | +1,8 | 84,0 | +5,3 | 79,8 |
| 13 — 14 | 79,5 | +1,3 | 79,4 | +1,1 | 80,2 | -2,2 | 82,7 | +5,4 | 78,5 |
| 14 — 15 | 77,4 | +1,8 | 76,5 | +0,7 | 78,0 | +2,6 | 79,5 | +4,6 | 76,0 |
| 15 — 16 | 73,2 | -2,1 | 71,4 | -0,4 | 73,7 | -2,8 | 74,7 | +4,2 | 71,7 |
| 16 — 17 | 66,0 | +1,1 | 61,5 | -5,7 | 66,3 | +1,5 | 66,1 | +1,2 | 65,3 |
| 17 — 18 | 54,0 | +7,8 | 44,9 | -10,4 | 54,3 | +8,4 | 50,4 | +0,6 | 50,1 |
| 18 — 19 | 32,5 | -14,0 | 18,0 | -36,9 | 32,5 | +14,0 | 16,3 | -42,8 | 28,5 |
| 19 — 20 | 2,1 | +23,5 | 0,8 | -52,9 | 1,8 | +5,9 | 0,3 | -82,4 | 1,7 |
| Весь день | 931,4 | +0,4 | 866,8 | -6,6 | 936,0 | +0,9 | 908,0 | -2,1 | 927,6 |

Сравнительная таблица июльского каластра по часам для г. Самарканда на горизонтальную поверхность.

Таблица X.

| В р е м я | $Q'_{s,0,75}$ | | $Q'_{b,0,75}$ | | $Q_{s,p}$ | | $Q_{b,a}$ | | $Q'_{акт}$ ккал. |
|----------------|---------------|------------|---------------|------------|-----------|------------|-----------|------------|---------------------|
| | вел. | $\Delta\%$ | вел. | $\Delta\%$ | вел. | $\Delta\%$ | вел. | $\Delta\%$ | |
| h h 4 — 5 | 0 | -100 | 0 | -100 | 0,3 | +100 | 0 | -100 | 0,15 |
| h h 5 — 6 | 5,25 | +2,9 | 3,0 | -31,1 | 6,0 | +17,6 | 3,9 | -23,5 | 5,1 |
| h h 6 — 7 | 17,4 | -1,1 | 14,6 | -35,1 | 17,7 | -9,2 | 15,9 | -18,5 | -19,5 |
| h h 7 — 8 | 33,9 | -5,0 | 31,1 | -12,9 | 29,4 | -17,6 | 34,8 | -2,5 | 35,7 |
| h h 8 — 9 | 47,7 | -3,6 | 47,7 | -3,6 | 49,5 | 0 | 51,0 | +3,0 | 49,7 |
| h h 9 — 10 | 62,1 | -1,9 | 61,7 | -2,6 | 63,6 | +0,5 | 63,0 | -0,5 | 63,3 |
| h h 10 — 11 | 71,7 | +2,6 | 70,8 | +1,3 | 72,0 | +3,0 | 71,4 | +2,1 | 69,9 |
| h h 11 — 12 | 76,2 | +2,8 | 75,9 | +2,4 | 76,5 | +3,2 | 78,0 | +5,3 | 74,1 |
| h h 12 — 13 | 76,2 | +2,4 | 75,9 | +2,0 | 76,5 | +2,8 | 78,0 | +4,8 | 74,4 |
| h h 13 — 14 | 71,7 | +3,5 | 70,8 | +2,2 | 72,0 | +3,9 | 71,4 | +3,0 | 69,3 |
| h h 14 — 15 | 62,1 | +4,6 | 61,7 | +3,9 | 63,6 | +7,1 | 63,0 | +0,1 | 59,4 |
| h h 15 — 16 | 47,7 | -1,2 | 47,7 | -1,2 | 49,5 | +2,5 | 51,0 | +5,6 | 48,3 |
| h h 16 — 17 | 33,9 | +0,9 | 31,1 | -7,4 | 29,4 | -12,5 | 34,8 | +3,6 | 33,6 |
| h h 17 — 18 | 17,4 | +1,8 | 14,6 | -14,6 | 17,7 | +3,5 | 15,9 | -7,0 | 17,1 |
| h h 18 — 19 | 5,25 | +16,7 | 3,0 | -33,3 | 6,0 | +33,3 | 3,9 | -31,3 | 4,5 |
| h h 19 — 20 | 0 | -100 | 0 | -100 | 0,3 | -80 | 0 | -100 | 0,15 |
| Весь день | 628,5 | +0,7 | 609,6 | -2,3 | 630,0 | +1,0 | 636,0 | +1,9 | 624,0 |

Сравнительная таблица октябрьского кадастра по часам для г. Самарканда на перпендикулярную поверхность.

Таблица XI.

| В р е м я | Q _{s,0,75} | | Q _{b,0,75} | | Q _{s,p} | | Q _{b,p} | | Qакт |
|----------------|---------------------|-------|---------------------|-------|------------------|-------|------------------|-------|-------|
| | вел. | Δ% | вел. | Δ% | вел. | Δ% | вел. | Δ% | |
| h h 6 — 7 | 8,1 | -3,6 | 1,6 | -81,0 | 8,7 | +3,6 | 5,7 | -32,1 | 8,4 |
| h h 7 — 8 | 42,0 | -13,0 | 25,9 | -46,0 | 42,6 | -11,8 | 36,0 | -25,5 | 48,3 |
| h h 8 — 9 | 60,0 | -12,2 | 51,5 | -24,6 | 60,5 | -11,4 | 61,7 | -9,7 | 68,3 |
| h h 9 — 10 | 68,9 | -8,3 | 65,1 | -13,3 | 69,9 | -7,0 | 72,2 | -4,0 | 75,2 |
| h h 10 — 11 | 73,7 | -5,5 | 71,1 | -8,8 | 74,4 | -4,6 | 80,0 | -2,6 | 78,0 |
| h h 11 — 12 | 75,9 | -3,3 | 73,7 | -6,1 | 76,8 | -2,2 | 80,6 | +2,7 | 78,5 |
| h h 12 — 13 | 75,9 | +1,6 | 73,7 | -1,3 | 76,8 | +2,8 | 80,6 | +7,9 | 74,7 |
| h h 13 — 14 | 73,7 | +2,4 | 71,1 | -1,3 | 74,4 | +3,3 | 80,0 | +11,1 | 72,0 |
| h h 14 — 15 | 68,9 | +1,3 | 65,1 | -4,3 | 69,9 | +2,8 | 72,2 | +6,2 | 68,0 |
| h b 15 — 16 | 60,0 | +4,9 | 51,5 | -10,0 | 60,5 | +5,8 | 61,7 | +7,9 | 57,2 |
| h h 16 — 17 | 42,0 | +20,0 | 25,9 | 26,0 | 42,6 | +21,7 | 36,0 | +2,9 | 35,0 |
| h h 17 — 18 | 8,0 | +52,8 | 1,6 | 69,8 | 8,7 | +64,2 | 5,7 | +7,5 | 5,3 |
| Весь день | 657,2 | -1,8 | 577,8 | -13,6 | 665,8 | -0,5 | 672,4 | +0,5 | 668,9 |

Последние четыре кадастровых таблицы IX-XII показывают вновь, что формула Кастрова-Савинова ближе к данным теоретического кадастра взятого по данным актинометра для ясных дней, чем формула Бугера.

Таким образом анализ расчета кадастра различными способами для ясного неба и сравнение его с теоретическим кадастром по актинометрическим измерениям за 1931 год на станции Намазга в Самарканде приводит к нижеследующим выводам.

1. Формула Кастрова-Савинова с коэффициентом прозрачности $\rho=0,75$ для широты $\varphi=40^\circ$ дает вполне удовлетворительные для первого приближения данные среднего суточного кадастра по сравнению с теоретическим кадастром взятым по данным актинометра для ясных дней. Этим еще раз подтверждается полная правильность расчета кадастра проф. Б. П. Вейнбергом.

2. Формула Бугера с коэффициентом прозрачности Савинова $\rho=0,75$ дает неудовлетворительные результаты с расхождениями в отдельных случаях свыше 10% с кадастром по актинометрическим данным.

Сравнительная таблица октябрьского кадастра по часам дня гор. Самарканда на горизонтальную поверхность

Таблица XII.

| В р е м я | Q's,0,75 | | Q'b,0,75 | | Q's,p | | Q'b,p | | Факт |
|----------------|----------|-------|----------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | вел. | Δ% | вел. | Δ% | вел. | Δ% | вел. | Δ% | |
| h h 6 — 7 | 0,5 | -400 | 0 | -100 | 0,1 | 0 | 0,1 | 0 | 0,1 |
| h h 7 — 8 | 8,4 | -14,3 | 5,7 | -41,8 | 8,7 | -11,2 | 7,2 | -26,5 | 9,8 |
| h h 8 — 9 | 21,5 | -13,7 | 19,5 | -21,7 | 21,9 | -12,0 | 21,9 | -12,0 | 24,9 |
| h h 9 — 10 | 35,3 | -8,1 | 33,3 | -13,3 | 35,7 | -7,0 | 37,5 | -2,3 | 38,4 |
| h h 10 — 11 | 44,9 | -3,6 | 43,5 | -6,7 | 45,0 | -3,4 | 48,1 | +3,2 | 46,6 |
| h h 11 — 12 | 49,8 | -3,3 | 48,5 | -5,8 | 50,6 | -1,7 | 53,0 | +2,9 | 51,5 |
| h h 12 — 13 | 49,8 | +2,0 | 48,5 | -0,3 | 50,6 | +3,7 | 53,0 | +8,6 | 48,8 |
| h h 13 — 14 | 44,9 | +4,9 | 43,5 | +1,6 | 45,0 | +5,1 | 48,1 | +12,4 | 42,8 |
| h h 14 — 15 | 35,3 | +0,9 | 33,3 | -4,9 | 35,7 | +2,0 | 37,5 | +2,0 | 35,0 |
| h h 15 — 16 | 21,5 | -1,4 | 19,5 | -11,0 | 21,9 | 0 | 21,9 | 0 | 21,9 |
| h h 16 — 17 | 8,4 | +86,7 | 5,7 | +26,7 | 8,7 | +93,3 | 7,2 | +60 | 4,5 |
| h h 17 — 18 | 0,5 | +∞ | 0 | 0 | 0,1 | +∞ | 0,1 | +∞ | 0 |
| Весь день | 320,8 | -1,1 | 301,0 | -7,2 | 324,0 | -0,1 | 335,6 | +9,7 | 324,3 |

3. Формула Бугера с применением средней прозрачности, вычисленной из актинометрических данных по формуле Бугера, дает большие отклонения в суточном кадастре, чем формула Кастрова-Савинова с средней прозрачностью, взятой тоже из актинометрических данных, но вычисленной по формуле Кастрова-Савинова.

4. Характер суточного изменения радиации выражается формулой Бугера неправильно, давая чрезмерно малые величины при низком положении солнца. Это вполне согласуется с положением, высказанным проф. С. И. Савиновым.

5. Как следствие предыдущего п. 4, получаются чрезмерно возрастающие прозрачности при более низком положении солнца, если вычислять прозрачность по формуле Бугера из актинометрических наблюдений.

6. Во всех вычислениях солнечную постоянную надо брать по европейской шкале, ибо по ней градуированы актинометры в СССР.

7. Требуется аналогичные расчеты по другим пунктам СССР, в первую голову по Ташкенту для сопоставления результатов с вышеприведенными ориентировочными результатами.

Настоящая работа выполнена при участии Г. В. Воронович.

On the method of the calculation of the theoretical sun cadaster of Uzbekistan.

The very great insolation of the Uzbekistan territory obliges to calculate the quantity of the energy falling on the ground there.

In cause of lack of sufficient quantity of meteorological instruments not only in the Uzbekistan, but also in the whole world, the first approximative results can be received only by a method of the theoretical calculation.

There were compared for the months of July and October five methods of sun energy calculation on the surface perpendicular to the direction of the sun rays and on the horizontal surface.

The first and the second methods of calculation has been the using of formula of Bougeur (1) and that of Kastrow Savinof (2). The coefficient of transparency was taken 0,75. The third and the fourth method has been the same with using for the coefficient the middle transparency of transparency of Samarkand taken from the actinometer measurements in 1931. The fifth method was a direct using of the results of the measuring of sun radiation. In the tables VII and VIII are compared the radiations obtained by these five methods.

The graphical integration gave the sums of a middle solar heating obtained during a clear day. The results of such a calculation are given in the tables IX, X, XI and XII.

The results of the mentioned analysis are following.

1. The formula of Kastrow Savinof with the coefficient of transparency 0,75 for the latitude 40 degrees gives sufficiently good results in comparison with the results obtained with the actinometer.

2. The formula of Bougeur with the same coefficient of transparency gives errors sometimes of 10 percents.

3. The formula of Bougeur with the middle transparency calculated from the actinometer measurements gives the results less satisfactory than the results obtained with the formula of Kastrow-Savinof.

4. The variation of the solar radiation during the daytime is expressed by the Bougeur's formula unsatisfactorily giving too little radiation at the low position of the sun.

5. Therefore the transparency calculated from the experimental measurements of the radiation is too great in the time of low position of the sun.

6. In all the calculations the solar constant is taken, according the Angstrom scale, all the actinometrical instruments being graduated according to this scale.

7. Analogical analyses for other places are needed for comparison of mentioned results with those for the other countries.

АКТИНОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ В САМАРКАНДЕ

С начала 1931 года ведутся систематические наблюдения по актинометру Михельсона по следующей программе: ежедневные наблюдения в истинный полдень при высотах солнца $11^{\circ}3$, $14^{\circ}3$, $19^{\circ}3$, $30^{\circ}0$, $41^{\circ}8$ до и после полудня; эта программа была принята международной комиссией по солнечной радиации, на конференции в Davos'e в августе 1925 года.

Наблюдения ведутся помощью актинометра Михельсона № 9695; актинометр в апреле 1931 года был сравнен с пиргелиометром Ташкенской Геофизической Обсерватории, а с сентября сравнивается в Самарканде, в физич. Институте Уз. Гос. Пед. Академии с компенсационным пиргелиометром Angström'a № 241.

Наблюдения производятся на участке Туберкулезного Санатория на высоте 732 метра над уровнем моря.

Материалы наблюдений даны в двух таблицах:

В таблице I приведены величины напряжения солнечной радиации в истинный полдень (в калориях на квадратный сантиметр в минуту) при чем

Q_{12} —напряжение солн. радиации на перпендикулярную к солнечным лучам плоскость.

Q'_{12} —напряжение солнечн. радиац. на горизонтальную плоскость.

В таблице II—даны величины напряжения солнечной радиации, на перпендикулярную к солнечным лучам плоскость при вышеперечисленных высотах солнца.

n—„число атмосфер“—означает толщину атмосферы проходимую солнечным лучем; толщина атмосферы равная единице соответствует положению солнца в зените.

Par R. S. CORSAC

Les observations actinomètriques à Samarkand.

Dès le commencement de l'année 1931 à Samarkand' ont lieu des observations de la radiation directe du soleil avec un actinomètre du type inventée par Mr. Prof. Michelson. Ces observations cotidiennes sont exécutés au midi vrai et au moments de la hauteur du soleil $11,3$; $14,3^{\circ}$; $19,3^{\circ}$; $30,0^{\circ}$; $41,8^{\circ}$ avant et après midi.

Ces delais sont fixés par la commission internationale de la radiation solaire à la conference à Davos en c.ût 1925.

Les résultats obtenus sont présentés en deux tableaux dont le premier donne les chiffres de l'intensité de la radiation directe solaire au midi vrai en grammes-calories sur la surface égale à 1 cm. carré pendant une minute, et le second tableau donne les mêmes chiffres de la radiation directe solaire pour les termes sus indiqués des différentes hauteurs fixés du soleil. Dans ces tableaux Q signifie la radiation directe sur la surface normale au rayons du soleil, et Q' —la radiation directe sur la surface horisontale, n étant le nombre des atmosphères traversées par les rayons du soleil. Pour la position verticale du soleil n est égale à 1.

Напряжение радиации Самар.

| Год и число | Январь | | Февраль | | Март | | Апрель | | Май | | Июнь | |
|----------------|----------------|------------------|----------------|-----------------|----------------|------------------|----------------|-----------------|-----------------|------------------|-----------------|------------------|
| | Q ₁ | Q' ₁₂ | Q ₂ | Q' ₁ | Q ₂ | Q' ₁₂ | Q ₁ | Q' ₂ | Q ₁₂ | Q' ₁₂ | Q ₁₂ | Q' ₁₂ |
| 1931 г. е | | | | | | | | | | | | |
| 1 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 2 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 3 | — | — | — | — | — | — | — | — | 1,46 | 1,33 | — | — |
| 4 | — | — | 1,49 | 0,83 | 1,44 | 0,99 | — | — | — | — | — | — |
| 5 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1,41 | 1,35 |
| 6 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 7 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1,37 | 1,31 |
| 8 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1,30 | 1,24 |
| 9 | — | — | 1,42 | 0,82 | 1,33 | 0,95 | — | — | 1,32 | 1,22 | 1,38 | 1,32 |
| 10 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1,42 | 1,36 |
| 11 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1,38 | 1,32 |
| 12 | 1,40 | 0,67 | — | — | — | — | 1,38 | 1,18 | — | — | 1,34 | 1,28 |
| 13 | — | — | — | — | — | — | 1,39 | 1,19 | — | — | 1,32 | 1,27 |
| 14 | — | — | — | — | — | — | 1,41 | 1,21 | — | — | 1,37 | 1,31 |
| 15 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1,37 | 1,31 |
| 16 | — | — | — | — | — | — | — | — | 1,33 | 1,25 | 1,34 | 1,29 |
| 17 | — | — | — | — | — | — | 1,32 | 1,15 | — | — | 1,35 | 1,30 |
| 18 | — | — | — | — | 1,31 | 0,99 | — | — | 1,34 | 1,26 | — | — |
| 19 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 20 | — | — | — | — | — | — | — | — | 1,36 | 1,28 | — | — |
| 21 | — | — | — | — | — | — | 1,40 | 1,23 | — | — | 1,34 | 1,29 |
| 22 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1,30 | 1,25 |
| 23 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 24 | 1,42 | 0,73 | 1,34 | 0,87 | 1,40 | 1,09 | — | — | — | — | 1,32 | 1,27 |
| 25 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1,40 | 1,34 |
| 26 | — | — | — | — | 1,39 | 1,09 | — | — | — | — | 1,38 | 1,32 |
| 27 | — | — | — | — | 1,36 | 1,07 | — | — | — | — | 1,37 | 1,32 |
| 28 | — | — | — | — | — | — | 1,35 | 1,22 | — | — | 1,32 | 1,27 |
| 29 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 1,30 | 1,25 |
| 30 | — | — | — | — | 1,43 | 1,15 | — | — | 1,36 | 1,29 | — | — |
| 31 | — | — | — | — | — | — | — | — | 1,39 | 1,32 | — | — |

канд $\varphi=39\ 39'$ $\lambda=66\ 57'$

Таблица 1.

| Июль | | Август | | Сентябрь | | Октябрь | | Ноябрь | | Декабрь | |
|-----------------|------------------|----------------|------------------|----------------|------------------|-----------------|------------------|----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| Q ₁₂ | Q' ₁₂ | Q ₂ | Q' ₁₂ | Q ₂ | Q' ₁₂ | Q ₁₂ | Q' ₁₂ | Q ₂ | Q' ₂ | Q ₁₂ | Q' ₂ |
| — | — | 1,32 | 1,23 | 1,41 | 1,21 | 1,20 | 0,95 | 1,36 | 0,80 | — | — |
| — | — | 1,27 | 1,18 | 1,14 | 0,97 | 1,35 | 0,99 | 1,30 | 0,76 | — | — |
| — | — | 1,35 | 1,25 | 1,33 | 1,13 | 1,28 | 0,93 | 1,24 | 0,72 | — | — |
| — | — | 1,32 | 1,22 | 1,29 | 1,09 | 1,22 | 0,88 | 1,28 | 0,74 | — | — |
| — | — | — | — | 1,34 | 1,13 | — | — | — | — | — | — |
| — | — | 1,32 | 1,22 | 1,37 | 1,15 | 1,23 | 0,88 | — | — | — | — |
| — | — | 1,35 | 1,24 | 1,35 | 1,13 | 1,22 | 0,87 | — | — | — | — |
| — | — | 1,26 | 1,16 | 1,23 | 1,02 | — | — | — | — | — | — |
| — | — | 1,27 | 1,16 | 1,26 | 1,04 | — | — | — | — | — | — |
| — | — | 1,25 | 1,14 | 1,34 | 1,11 | 1,33 | 0,92 | 1,24 | 0,68 | — | — |
| 1,39 | 1,33 | — | — | 1,32 | 1,08 | 1,35 | 0,93 | 1,4 | 0,77 | 1,38 | 0,63 |
| — | — | — | — | 1,35 | 1,10 | 1,29 | 0,88 | 1,26 | 0,68 | — | — |
| 1,39 | 1,32 | 1,31 | 1,19 | 1,36 | 1,11 | 1,23 | 0,83 | 1,44 | 0,78 | — | — |
| 1,34 | 1,28 | 1,26 | 1,14 | 1,28 | 1,04 | — | — | — | — | — | — |
| 1,35 | 1,28 | 1,33 | 1,20 | 1,35 | 1,09 | — | — | — | — | — | — |
| 1,36 | 1,29 | 1,34 | 1,21 | 1,23 | 0,99 | 1,37 | 0,91 | — | — | — | — |
| 1,35 | 1,28 | 1,32 | 1,19 | 1,26 | 1,01 | 1,37 | 0,91 | — | — | — | — |
| 1,34 | 1,27 | 1,26 | 1,13 | 1,11 | 0,88 | 1,30 | 0,85 | — | — | — | — |
| 1,20 | 1,14 | 1,26 | 1,13 | 1,32 | 1,04 | 1,30 | 0,85 | — | — | 1,25 | 0,61 |
| 1,32 | 1,25 | 1,35 | 1,20 | 1,36 | 1,07 | 1,37 | 0,89 | — | — | — | — |
| 1,26 | 1,19 | 1,34 | 1,19 | 1,32 | 1,03 | 1,35 | 0,87 | — | — | — | — |
| 1,31 | 1,24 | 1,3 | 1, 6 | 1,28 | 0,99 | 1,26 | 0,80 | — | — | — | — |
| — | — | 1,35 | 1,19 | 1,30 | 1,00 | 1,18 | 0,75 | — | — | — | — |
| — | — | 1,29 | 1,14 | 1,32 | 1,00 | — | — | 1,35 | 0,68 | — | — |
| — | — | 1,31 | 1,15 | 1,29 | 0,93 | — | — | 1,41 | 0,70 | — | — |
| 1,37 | 1,29 | 1,34 | 1,17 | 1,18 | 0,90 | — | — | — | — | — | — |
| 1,36 | 1,28 | 1,32 | 1,15 | 1,31 | 0,90 | — | — | — | — | 1,44 | 0,65 |
| 1,34 | 1,26 | 1,31 | 1,14 | 1,24 | 0,93 | 1,23 | 0,75 | — | — | 1,38 | 0,63 |
| 1,33 | 1,24 | 1,32 | 1,14 | 1,35 | 1,01 | — | — | — | — | 1,32 | 0,60 |
| 1,31 | 1,22 | 1,36 | 1,10 | 1,34 | 0,99 | 1,28 | 0,77 | — | — | 1,37 | 0,62 |
| — | — | 1,39 | 1,20 | — | — | 1,41 | 0,84 | — | — | 1,29 | 0,64 |

Самарканд $\varphi=39^{\circ}39'$ 1931. 1—X I $\lambda=66^{\circ}57'$ M—месяц и число, по высоте солнца.
n—число атмосфер.

Таблица II.

| M | h O | До полудня | | | | | После полудня | | | | |
|----|-----|------------|-------|-------|-------|-------|---------------|-------|-------|-------|-------|
| | | 11,3° | 14,3° | 19,3° | 30,0° | 41,8° | 41,8° | 30,0° | 19,3° | 14,3° | 11,3° |
| | | 5 | 4 | 3 | 2 | 1 1/2 | 1 1/2 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 12 | I | — | — | 1,20 | — | — | — | — | 1,27 | 1,12 | 1,08 |
| 24 | | — | 1,01 | 1,17 | 1,39 | — | — | 1,38 | 1,24 | 1,13 | — |
| 3 | II | 1,15 | 1,23 | 1,32 | 1,44 | — | — | 1,39 | 1,25 | 1,10 | 0,91 |
| 4 | | 1,13 | 1,20 | 1,32 | 1,46 | — | — | 1,44 | — | — | — |
| 9 | | 1,01 | 1,08 | 1,24 | 1,37 | — | — | — | — | — | — |
| 4 | III | 0,92 | 1,01 | 1,10 | 1,31 | 1,41 | 1,43 | 1,30 | 1,21 | 1,12 | 1,01 |
| 5 | | 1,03 | 1,12 | 1,27 | 1,40 | — | — | — | — | — | — |
| 8 | | — | — | — | 1,21 | — | — | — | — | — | — |
| 9 | | — | — | — | — | — | 1,29 | 1,21 | 0,97 | 0,78 | 0,70 |
| 15 | | — | — | 1,02 | — | — | — | — | — | — | — |
| 18 | | — | — | — | — | — | 1,29 | 1,22 | 1,05 | — | — |
| 26 | | 0,95 | 1,02 | — | 1,22 | — | 1,36 | 1,23 | 1,07 | 0,93 | 0,86 |
| 27 | | — | — | — | — | 1,32 | 1,27 | 1,17 | 1,03 | 0,85 | 0,81 |
| 30 | | 0,81 | 0,85 | 1,03 | 1,22 | 1,35 | — | — | — | — | — |
| 7 | IV | — | — | — | — | — | 1,41 | 1,30 | 1,14 | 1,03 | 0,92 |
| 12 | | 0,47 | 0,63 | 0,81 | 1,04 | 1,22 | 1,29 | 1,16 | 0,99 | 0,88 | 0,75 |
| 13 | | 0,79 | 0,93 | 1,08 | 1,26 | 1,35 | 1,10 | 0,97 | 0,75 | 0,58 | 0,50 |
| 14 | | 0,89 | 0,97 | 1,11 | 1,28 | 1,35 | — | — | — | — | — |
| 17 | | 0,65 | 0,82 | 0,93 | 1,12 | 1,21 | 1,16 | 1,03 | 0,74 | 0,62 | 0,51 |
| 21 | | — | — | 1,07 | — | — | — | — | — | — | — |
| 3 | V | 0,83 | 1,02 | 1,17 | 1,28 | 1,36 | — | — | — | — | — |
| 9 | | — | — | — | 1,11 | 1,22 | — | — | — | — | — |
| 14 | | — | — | — | — | — | — | — | 0,81 | 0,64 | 0,52 |
| 16 | | — | — | — | — | — | 1,22 | — | — | — | — |
| 18 | | — | — | 1,01 | 1,07 | — | — | — | — | — | — |
| 20 | | 0,88 | 0,97 | 1,11 | 1,22 | 1,28 | — | — | — | — | — |

Самарканд $\varphi = 39^{\circ}39'$ 1631. 1—XII $\lambda = 66^{\circ}57'$ М—месяц и число, но высота солнца.
 n—число атмосфер.

Продолжение табл. II.

| М | в \odot | До полудня | | | | | После полудня | | | | |
|----|-----------|------------|-------|-------|-------|-------|---------------|-------|-------|-------|-------|
| | | 11,3° | 14,3° | 19,3° | 30,0° | 41,8° | 41,8° | 30,0° | 19,3° | 14,3° | 11,3° |
| | | 5 | 4 | 3 | 2 | 1 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 21 | V | 0,78 | 0,85 | 0,97 | 1,13 | — | 1,23 | 1,15 | 0,98 | 0,85 | — |
| 26 | | 0,66 | 0,77 | 0,93 | 1,13 | 1,24 | — | — | — | — | — |
| 27 | | 0,74 | 0,86 | 0,98 | 1,14 | 1,24 | — | — | — | — | — |
| 28 | | — | — | — | 1,11 | — | — | — | — | — | — |
| 29 | | — | — | — | — | 1,18 | — | — | — | — | — |
| 30 | | 0,70 | 0,85 | 1,02 | 1,16 | 1,30 | 1,27 | 1,27 | 1,02 | 0,89 | 0,74 |
| 31 | | 0,84 | 0,95 | 1,08 | 1,22 | 1,30 | 1,32 | 1,23 | 1,08 | 0,97 | 0,87 |
| 1 | VI | 0,83 | 0,92 | 1,06 | 1,20 | 1,29 | — | — | — | — | — |
| 5 | | — | — | 0,96 | 1,15 | 1,29 | 1,29 | 1,20 | 1,03 | 0,90 | 0,80 |
| 6 | | — | — | — | — | — | 1,26 | 1,19 | 1,03 | 0,88 | 0,78 |
| 7 | | 0,83 | 0,92 | 1,02 | 1,19 | 1,27 | 1,23 | — | — | — | — |
| 8 | | 0,72 | 0,83 | 0,95 | 1,15 | 1,26 | 1,19 | 1,08 | 0,93 | 0,75 | 0,67 |
| 9 | | 0,79 | 0,92 | 1,06 | 1,21 | 1,29 | 1,31 | 1,20 | 1,01 | 0,86 | 0,77 |
| 10 | | 0,91 | 1,0 | 1,14 | 1,27 | 1,34 | 1,29 | 1,00 | 0,93 | 0,82 | 0,77 |
| 11 | | 0,89 | 0,97 | 1,11 | 1,26 | 1,35 | 1,30 | 1,15 | 0,98 | 0,80 | 0,71 |
| 12 | | 0,81 | 0,92 | 1,06 | 1,20 | 1,29 | 1,23 | 1,11 | 0,97 | 0,81 | 0,74 |
| 13 | | 0,78 | 0,87 | 1,05 | 1,20 | 1,28 | 1,25 | 1,11 | 0,95 | 0,84 | 0,74 |
| 14 | | 0,79 | 0,89 | 1,02 | 1,18 | 1,28 | 1,19 | 1,14 | 0,96 | 0,78 | 0,71 |
| 15 | | 0,79 | 0,90 | 1,03 | 1,18 | 1,26 | 1,20 | 1,09 | 0,9 | 0,72 | 0,64 |
| 16 | | 0,80 | 0,90 | 1,02 | 1,17 | 1,27 | — | — | 0,96 | 0,74 | 0,65 |
| 17 | | 0,72 | 0,81 | 0,96 | 1,13 | 1,21 | 1,23 | 1,16 | 0,97 | 0,83 | 0,75 |
| 18 | | 0,80 | 0,92 | 1,02 | 1,16 | 1,25 | — | — | — | — | — |
| 21 | | 0,65 | 0,73 | 0,83 | 1,09 | — | — | 1,17 | 0,98 | 0,84 | 0,74 |
| 22 | | 0,72 | 0,80 | 0,93 | 1,10 | 1,21 | 1,14 | 1,02 | — | — | — |
| 24 | | 0,67 | 0,80 | 0,95 | 1,12 | 1,24 | 1,22 | — | — | — | — |
| 25 | | 0,77 | 0,90 | 1,04 | 1,19 | 1,29 | 1,30 | 1,22 | 1,07 | 0,94 | 0,84 |

Самарканд $\varphi=39^{\circ}39'$ 1931. 1—XII $\lambda=66^{\circ}57'$ М—месяц и число, но высота солнца.
п—число атмосфер.

Продолжение табл. II.

| М | h \odot | До полудня | | | | | После полудня | | | | |
|----|-----------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| | | 11 ^{0,3} | 14 ^{0,3} | 19 ^{0,3} | 30 ^{0,0} | 41 ^{0,8} | 41 ^{0,8} | 30 ^{0,0} | 19 ^{0,3} | 14 ^{0,3} | 11 ^{0,3} |
| | | 5 | 4 | 3 | 2 | 1 ⁰ | 1 ⁰ | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 26 | VI | 0,86 | 0,95 | 1,08 | 1,22 | 1,30 | 1,26 | 1,14 | 0,98 | 0,84 | 0,75 |
| 27 | | 0,81 | 0,92 | 1,04 | 1,18 | 1,27 | 1,19 | 1,07 | 0,91 | 0,75 | 0,64 |
| 28 | | 0,74 | 0,85 | 1,01 | 1,16 | 1,24 | — | — | — | — | — |
| 30 | | — | — | — | 1,15 | 1,35 | 1,25 | — | — | — | — |
| 4 | VII | 0,76 | 0,83 | 0,97 | — | — | — | — | — | — | — |
| 5 | | 0,70 | 0,78 | 0,93 | 1,11 | 1,30 | — | — | — | — | — |
| 6 | | 0,75 | 0,88 | 0,96 | 1,13 | 1,23 | — | — | — | — | — |
| 7 | | 0,80 | 0,90 | 1,02 | 1,16 | 1,26 | — | — | — | 0,73 | 0,54 |
| 8 | | 0,78 | 0,82 | 0,96 | 1,13 | 1,21 | 1,19 | 1,08 | 0,88 | 0,68 | 0,59 |
| 9 | | 0,55 | 0,68 | 0,82 | 0,95 | 1,11 | — | 1,12 | 0,94 | 0,77 | 0,64 |
| 10 | | 0,65 | 0,78 | 0,95 | 1,12 | 1,23 | — | — | 0,99 | 0,82 | 0,66 |
| 11 | | 0,86 | 0,94 | 1,08 | 1,20 | 1,26 | 1,23 | 1,14 | 0,88 | 0,72 | 0,64 |
| 12 | | 0,78 | 0,89 | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 13 | | — | — | — | — | — | 1,23 | 1,10 | 0,80 | 0,63 | 0,52 |
| 14 | | 0,72 | 0,78 | 0,95 | 1,13 | 1,24 | 1,20 | 1,08 | 0,91 | 0,78 | 0,69 |
| 15 | | 0,82 | 0,93 | 1,08 | 1,22 | 1,30 | 1,16 | 1,03 | 0,91 | 0,78 | 0,67 |
| 16 | | 0,87 | 0,99 | 1,09 | 1,24 | 1,31 | 1,24 | 1,11 | 0,97 | 0,81 | 0,72 |
| 17 | | 0,81 | 0,91 | 1,05 | 1,10 | 1,26 | 1,22 | 1,13 | 0,91 | 0,80 | 0,67 |
| 18 | | 0,82 | 0,92 | 1,03 | 1,18 | 1,26 | 1,24 | 1,11 | 0,97 | 0,81 | 0,71 |
| 19 | | 0,78 | 0,84 | 1,00 | 1,16 | 1,24 | 1,14 | 1,07 | 0,89 | 0,71 | 0,62 |
| 20 | | 0,79 | 0,88 | 0,99 | 1,13 | 1,24 | 1,20 | 1,14 | 0,89 | 0,78 | 0,64 |
| 21 | | — | — | — | 1,00 | 1,16 | 1,18 | 1,02 | 0,90 | 0,74 | 0,65 |
| 22 | | 0,77 | 0,83 | 0,99 | 1,11 | 1,19 | 1,16 | 1,11 | 0,90 | 0,70 | 0,59 |
| 26 | | 0,86 | 0,96 | 1,08 | 1,23 | 1,32 | 1,26 | 1,16 | 0,98 | 0,85 | 0,73 |
| 27 | | 0,74 | 0,85 | 1,00 | 1,15 | 1,25 | 1,19 | 1,08 | 0,90 | 0,75 | 0,64 |
| 28 | | 0,72 | 0,82 | 0,95 | 1,13 | 1,24 | — | 1,11 | 0,96 | 0,82 | 0,68 |

Самарканд $\varphi=39^{\circ}39'$ 1931. I—X I $\lambda=66^{\circ}57'$ M—месяц и число, по высота солнца,
n—число атмосфер.

Продолжение табл. II.

| M | h \odot | До полудня | | | | | После полудня | | | | |
|----|-----------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| | | 11 ^o ,3 | 14 ^o ,3 | 19 ^o ,3 | 30 ^o ,0 | 41 ^o ,8 | 41 ^o ,8 | 30 ^o ,0 | 19 ^o ,3 | 14 ^o ,3 | 11 ^o ,3 |
| | | 5 | 4 | 3 | 2 | 1 $\frac{1}{2}$ | 1 $\frac{1}{2}$ | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 29 | VII | 0,70 | 0,82 | 0,97 | 1,12 | 1,24 | 1,15 | — | — | — | — |
| 1 | VIII | 0,75 | 0,86 | 1,00 | 1,18 | 1,29 | 1,22 | 1,12 | 0,92 | — | — |
| 2 | | 0,77 | 0,85 | 0,98 | 1,12 | 1,24 | — | — | — | — | — |
| 3 | | 0,66 | 0,78 | 0,95 | 1,08 | 1,17 | 1,27 | 1,18 | 1,04 | 0,90 | 0,79 |
| 4 | | 0,89 | 0,99 | 1,09 | 1,25 | 1,34 | — | — | — | — | — |
| 6 | | 0,84 | 0,90 | 1,04 | 1,19 | 1,27 | — | — | — | — | — |
| 7 | | 0,79 | 0,84 | 1,01 | 1,16 | 1,26 | 1,24 | 1,13 | 0,93 | 0,77 | 0,65 |
| 8 | | — | — | — | — | — | 1,13 | 1,10 | 0,93 | 0,77 | 0,65 |
| 9 | | 0,71 | 0,84 | 1,00 | 1,14 | 1,22 | 1,14 | 0,97 | 0,80 | 0,67 | 0,54 |
| 10 | | 0,60 | 0,71 | 0,88 | 1,01 | 1,16 | 1,10 | 0,96 | 0,75 | 0,60 | 0,42 |
| 11 | | 0,74 | 0,84 | 0,99 | 1,16 | 1,28 | — | — | — | — | — |
| 12 | | — | — | — | — | — | — | 1,05 | 0,91 | — | 0,65 |
| 13 | | 0,89 | 0,95 | 1,06 | 1,20 | 1,26 | — | 1,06 | 0,88 | 0,74 | 0,64 |
| 14 | | — | — | — | — | — | 1,18 | 1,07 | 0,86 | 0,71 | 0,61 |
| 15 | | 0,78 | 0,89 | 1,02 | 1,16 | 1,21 | 1,19 | 1,08 | 0,93 | 0,74 | 0,67 |
| 16 | | 1,08 | 0,92 | 1,06 | 1,21 | 1,30 | 1,22 | 1,08 | 0,94 | 0,80 | 0,70 |
| 17 | | 0,85 | 0,95 | 1,08 | 1,20 | 1,26 | 1,17 | 1,03 | 0,84 | 0,62 | 0,36 |
| 18 | | 0,48 | 0,58 | 0,73 | 0,97 | 1,15 | 1,13 | 0,99 | 0,75 | 0,55 | 0,43 |
| 19 | | 0,54 | 0,71 | 0,86 | 1,07 | 1,19 | 1,16 | 1,01 | 0,77 | 0,64 | 0,50 |
| 20 | | 0,75 | 0,82 | 0,99 | 1,16 | 1,24 | 1,23 | 1,13 | 0,96 | 0,79 | 0,67 |
| 21 | | 0,81 | 0,90 | 1,04 | 1,15 | 1,24 | 1,11 | 0,96 | 0,76 | 0,59 | 0,49 |
| 22 | | 0,82 | 0,93 | 1,03 | 1,18 | 1,29 | 1,20 | 1,10 | 0,93 | 0,75 | 0,67 |
| 23 | | 0,62 | 0,86 | 1,03 | 1,17 | 1,26 | 1,19 | 1,10 | 0,94 | 0,75 | 0,64 |
| 24 | | 0,74 | 0,85 | 0,95 | 1,16 | 1,22 | 1,20 | 1,08 | 0,89 | 0,72 | 0,54 |
| 25 | | 0,73 | 0,86 | 0,99 | 1,14 | 1,25 | 1,15 | 1,04 | 0,86 | 0,77 | 0,67 |
| 26 | | 0,81 | 0,89 | 1,04 | 1,17 | 1,21 | 1,24 | 1,11 | 0,94 | 0,79 | 0,67 |

Самарканд $\varphi=39^{\circ}3' U$ 1931. I—XII $\lambda=65^{\circ}47'$ M—месяц и число, но высота солнца,
n—число атмосфер.

Продолжение табл. II.

| M | h \odot | До полудня | | | | | После полудня | | | | |
|----|-----------|------------|-------|-------|-------|-------|---------------|-------|-------|-------|-------|
| | | 11,3° | 14,3° | 19,3° | 30,0° | 41,8° | 41,8° | 30,0° | 19,3° | 14,3° | 11,3° |
| | n | 5 | 4 | 3 | 2 | 1 | 1' | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 27 | VIII | 0,75 | 0,84 | 0,98 | 1,15 | 1,25 | 1,21 | 1,09 | 0,89 | 0,72 | 0,60 |
| 28 | | 0,70 | 0,80 | 0,97 | 1,14 | 1,22 | 1,19 | 1,08 | 0,89 | 0,75 | 0,64 |
| 29 | | 0,68 | 0,79 | 1,00 | 1,14 | 1,25 | 1,23 | 1,11 | 0,94 | 0,77 | 0,66 |
| 30 | | 0,86 | 0,94 | 0,87 | 1,22 | 1,31 | 1,22 | 1,13 | 0,97 | 0,81 | 0,70 |
| 31 | | 0,84 | 0,97 | 1,09 | 1,25 | 1,34 | 1,29 | 1,16 | 0,96 | 0,79 | 0,69 |
| 1 | IX | 0,92 | 0,97 | 1,14 | 1,27 | 1,36 | 1,27 | 1,18 | 0,8 | 0,74 | 0,66 |
| 2 | | 0,70 | 0,82 | 0,92 | 1,03 | 1,03 | 1,15 | 1,03 | 0,91 | 0,73 | 0,61 |
| 3 | | 0,89 | 0,98 | 1,11 | 1,23 | 1,32 | 1,26 | 1,17 | 1,02 | 0,85 | 0,72 |
| 4 | | 0,85 | 0,96 | 1,09 | 1,26 | 1,32 | 1,24 | 1,16 | 1,00 | 0,85 | 0,76 |
| 5 | | 0,74 | 0,87 | 1,02 | 1,17 | 1,25 | 1,17 | 1,00 | 0,77 | 0,55 | 0,39 |
| 6 | | 0,77 | 0,89 | 1,03 | 1,22 | 1,30 | 1,24 | 1,05 | 0,85 | 0,72 | 0,60 |
| 7 | | 0,78 | 0,90 | 1,01 | 1,18 | 1,29 | 1,22 | 1,08 | 0,86 | 0,72 | 0,60 |
| 8 | | 0,66 | 0,77 | 0,93 | 1,13 | 1,23 | 1,14 | 1,00 | 0,79 | 0,59 | 0,47 |
| 9 | | 0,67 | 0,81 | 0,96 | 1,11 | 1,22 | 1,15 | 1,02 | 0,79 | 0,63 | 0,47 |
| 10 | | 0,78 | 0,89 | 1,00 | 1,17 | 1,26 | 1,18 | 1,00 | 0,76 | 0,56 | 0,43 |
| 11 | | 0,78 | 0,87 | 1,01 | 1,17 | 1,27 | 1,24 | 1,08 | 0,87 | 0,66 | 0,50 |
| 12 | | 0,81 | 0,88 | 1,04 | 1,19 | 1,29 | 1,22 | 1,08 | 0,85 | 0,67 | 0,54 |
| 13 | | 0,88 | 0,96 | 1,07 | 1,21 | 1,30 | 1,19 | 1,12 | 0,96 | 0,78 | 0,6 |
| 14 | | 0,82 | 0,92 | 1,05 | 1,23 | 1,35 | 1,19 | 1,10 | 0,92 | 0,76 | 0,60 |
| 15 | | 0,79 | 0,90 | — | — | 1,28 | 1,22 | 1,14 | 0,88 | 0,70 | 0,60 |
| 16 | | 0,87 | 0,91 | 1,04 | 1,19 | 1,21 | 1,22 | 1,11 | 0,91 | 0,76 | 0,66 |
| 17 | | 0,7 | 0,96 | 0,99 | 1,10 | 1,25 | 1,15 | 1,09 | 0,98 | 0,88 | 0,78 |
| 18 | | 0,38 | 0,54 | 0,77 | 1,04 | 1,16 | 0,97 | 1,07 | 0,91 | 0,77 | 0,62 |
| 19 | | 0,71 | 0,82 | 0,96 | 1,15 | 1,25 | 1,14 | 0,92 | 0,73 | 0,58 | 0,46 |
| 20 | | 0,81 | 0,90 | 1,04 | 1,20 | 1,30 | 1,25 | 1,11 | 0,87 | 0,73 | 0,63 |
| 21 | | 0,80 | 0,92 | 1,06 | 1,25 | 1,34 | 1,26 | 1,10 | 0,94 | 0,77 | 0,68 |

Самарканд $\varphi=39^{\circ}39'$ 1931. I—XII $\lambda=66^{\circ}57'$ М—месяц и число, но высота солнца.
 n—число атмосфер.

Продолжение табл. I.

| M | h | До полудня | | | | | После полудня | | | | |
|----|----|------------|-------|-------|-------|-------|---------------|-------|-------|-------|-------|
| | | 11,3° | 14,3° | 19,3° | 30,0° | 41,8° | 41,8° | 30,0° | 19,3° | 14,3° | 11,3° |
| | n | 5 | 4 | 3 | 2 | 1 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 22 | IX | 0,85 | 0,99 | 1,14 | 1,26 | 1,40 | 1,27 | 1,14 | 0,96 | 0,78 | 0,69 |
| 23 | | 0,76 | 0,86 | 1,01 | 1,16 | 1,24 | 1,20 | 1,11 | 0,96 | 0,83 | 0,70 |
| 24 | | 0,79 | 0,87 | 1,05 | 1,19 | 1,31 | 1,29 | 1,14 | 0,93 | 0,79 | 0,72 |
| 25 | | 0,66 | 0,79 | 0,96 | 1,17 | 1,27 | 1,20 | 1,11 | 0,8 | 0,78 | 0,70 |
| 26 | | 0,76 | 0,88 | 1,03 | 1,08 | 1,27 | 1,2 | 1,03 | 0,89 | 0,72 | 0,58 |
| 27 | | 0,70 | 0,81 | 0,99 | 1,16 | 1,29 | 1,27 | 1,08 | 0,96 | 0,82 | 0,71 |
| 28 | | 0,89 | 0,97 | 1,11 | 1,23 | 1,34 | 1,24 | 1,16 | 0,96 | 0,79 | 0,72 |
| 29 | | 0,87 | 0,97 | 1,08 | 1,29 | 1,35 | 1,30 | 1,11 | 0,90 | 0,74 | 0,55 |
| 30 | | 0,85 | 0,92 | 1,11 | 1,25 | 1,35 | 1,29 | 1,09 | 0,89 | 0,69 | 0,54 |
| 1 | X | 0,84 | 0,92 | 1,06 | 1,25 | 1,31 | 1,28 | 1,12 | 0,87 | 0,75 | 0,66 |
| 2 | | 0,88 | 0,95 | 1,14 | 1,28 | 1,38 | 1,22 | 1,03 | 0,85 | 0,68 | 0,48 |
| 3 | | 0,87 | 0,98 | 1,12 | 1,26 | 1,34 | 1,21 | 1,04 | 0,81 | 0,65 | 0,49 |
| 4 | | 0,79 | 0,90 | 1,03 | 1,22 | 1,32 | 1,18 | 1,04 | 0,77 | 0,56 | 0,39 |
| 6 | | 0,64 | 0,74 | 0,91 | 1,13 | 1,23 | 1,15 | 1,04 | 0,85 | 0,64 | 0,46 |
| 7 | | 0,67 | 0,76 | — | — | 1,27 | 1,21 | 0,99 | — | — | — |
| 10 | | 0,75 | 0,85 | 1,02 | 1,21 | 1,34 | 1,27 | 1,13 | 0,78 | 0,65 | 0,52 |
| 11 | | 0,80 | 0,91 | 1,08 | 1,26 | 1,26 | 1,20 | 1,16 | 0,92 | 0,76 | 0,65 |
| 12 | | 0,69 | 0,77 | 1,00 | 1,13 | 1,30 | 1,27 | 1,18 | 1,00 | 0,82 | 0,66 |
| 13 | | 0,78 | 0,92 | 1,11 | 1,25 | 1,29 | 1,22 | 1,06 | 0,80 | 0,61 | 0,51 |
| 16 | | 0,90 | 1,00 | 1,14 | 1,28 | 1,36 | 1,37 | — | 0,96 | — | — |
| 17 | | 0,91 | 1,01 | 1,18 | 1,33 | — | — | 1,21 | 0,91 | 0,84 | 0,74 |
| 18 | | 0,96 | 1,05 | 1,20 | 1,32 | — | — | 1,15 | 0,92 | 0,64 | 0,50 |
| 19 | | 0,83 | 0,88 | 1,08 | 1,23 | — | — | 1,20 | 0,96 | 0,79 | 0,63 |
| 20 | | 0,87 | 1,02 | 1,16 | 1,31 | — | — | 1,20 | 1,00 | 0,85 | 0,72 |
| 21 | | 0,90 | 1,01 | 1,14 | 1,28 | — | — | 1,21 | 0,97 | 0,82 | 0,67 |
| 22 | | 0,99 | 1,08 | 1,24 | 1,34 | — | — | 1,19 | 0,97 | 0,76 | 0,65 |

Самарканд $\varphi=39^{\circ}39'$ 1931. I—XII $\lambda=66^{\circ}57'$ M—месяц и число, но высота солнца.
n—число атмосфер.

Продолжение табл. II.

| M | h \odot | До полудня | | | | | После полудня | | | | |
|----|-----------|--------------------|--------------------|--------------------|-------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| | | 11 ^o ,3 | 14 ^o ,3 | 19 ^o ,3 | 30 ^o 0 | 41 ^o ,8 | 41 ^o ,8 | 30 ^o ,0 | 19 ^o ,3 | 14 ^o ,3 | 11 ^o ,3 |
| | | n | 4 | 3 | 2 | 1 | 1/ | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 23 | X | 0,96 | 1,05 | 1,22 | 1,35 | — | — | 1,27 | 1,07 | 0,86 | 0,72 |
| 26 | | — | — | — | — | — | — | 1,13 | 0,94 | 0,76 | 0,70 |
| 28 | | — | — | 1,02 | 1,13 | — | — | 1,05 | 0,77 | 0,50 | 0,34 |
| 29 | | — | — | — | 1,08 | — | — | — | — | — | — |
| 30 | | — | — | — | — | — | — | 1,20 | 0,96 | 0,78 | 0,63 |
| 31 | | 0,96 | 1,08 | 1,20 | 1,35 | — | — | 1,23 | 0,92 | 0,65 | 0,60 |
| 1 | XI | 1,06 | 1,15 | 1,22 | 1,35 | — | — | 1,20 | 0,94 | 0,77 | 0,69 |
| 2 | | 1,01 | 1,09 | 1,21 | 1,33 | — | — | 1,13 | 1,02 | 0,80 | 0,71 |
| 3 | | 0,92 | 1,04 | 1,15 | 1,33 | — | — | 1,11 | 0,97 | 0,76 | 0,59 |
| 4 | | 0,97 | 1,07 | 1,20 | 1,25 | — | — | 1,24 | 1,11 | 0,99 | 0,88 |
| 10 | | 1,01 | 1,12 | 1,22 | 1,36 | — | — | 1,31 | 1,08 | 0,97 | 0,87 |
| 11 | | 0,99 | 1,10 | 1,21 | 1,35 | — | — | 1,33 | 1,16 | 0,94 | 0,82 |
| 12 | | 1,08 | 1,17 | 1,29 | 1,40 | — | — | 1,33 | 1,08 | 0,96 | 0,84 |
| 13 | | 1,14 | 1,22 | 1,32 | 1,45 | — | — | 1,38 | — | — | — |
| 15 | | — | — | — | 1,30 | — | — | — | — | — | — |
| 24 | | 0,96 | 1,08 | 1,23 | 1,38 | — | — | 1,34 | 1,00 | 1,03 | 0,94 |
| 25 | | — | — | 1,30 | — | — | — | — | 1,23 | 1,13 | 1,03 |
| 11 | XII | 1,03 | 1,12 | 1,24 | — | — | — | — | 1,18 | 1,01 | 0,92 |
| 12 | | — | — | — | — | — | — | — | 1,29 | 1,10 | 1,05 |
| 13 | | 1,04 | 1,15 | 1,26 | — | — | — | — | 1,25 | 1,08 | 0,99 |
| 19 | | — | 1,10 | 1,25 | — | — | — | — | 1,22 | 1,09 | 0,96 |
| 27 | | 1,11 | 1,20 | 1,33 | — | — | — | — | 1,29 | 1,16 | 1,07 |
| 28 | | 1,05 | 1,18 | 1,19 | — | — | — | — | — | — | — |
| 29 | | 1,00 | 1,11 | 1,26 | — | — | — | — | 1,21 | 1,11 | 1,03 |
| 30 | | 1,01 | 1,13 | 1,21 | — | — | — | — | 1,32 | 1,21 | 1,10 |
| 31 | | 1,07 | 1,17 | 1,29 | — | — | — | — | 1,16 | 1,13 | 0,98 |

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ЧИСЛА СТЕКОЛ НА НАГРЕВ СОЛНЕЧНОГО ПРИЕМНИКА С МНОГОСТЕКЛЬНОЙ ЗАЩИТОЙ

В настоящее время пользуются большим вниманием установки типа горячего ящика Сосюра вследствие сравнительной дешевизны и простоты изготовления; польза же, которую можно извлечь из них, громадна. Ящик Сосюра можно представить себе в виде ящика, состоящего из нескольких стекол, разделенных друг от друга слоями воздуха, за которыми находится воспринимающая тепло поверхность, а за последней тепловая изоляция.

Действие горячего ящика Сосюра основано на законах лучеиспускания тел. По закону Стефана—Больцмана общее лучеиспускание абсолютно черного тела пропорционально четвертой степени его абсолютной температуры. С другой стороны, по закону Вина длина волны наибольшего испускания обратно пропорциональна абсолютной температуре тела.

Вследствие высокой температуры солнца длина волны наиболее интенсивного излучения с его поверхности находится в видимой части спектра прозрачной для стекла.

Поэтому солнечная радиация проникает сквозь стекла и достигает воспринимающей лучи поверхности приемника.

Последняя превращает поглощаемую лучистую энергию в тепловую. Обратное излучение поверхности приемника, как низкотемпературное, имеет гораздо более длинные волны в инфракрасной области, для которых стекло непрозрачно.

Вследствие этого в горячем ящике происходит постепенное накопление входящей сквозь стекла лучистой энергии.

Размеры ящика в глубину незначительны по сравнению с его поверхностью, так что потерями тепла через боковые стенки можно пренебречь. Потери на конвекцию зависят от расстояния между стеклами и, при соответствующем подборе этого расстояния, достаточно малы. Для получения минимальных потерь на конвекцию, это расстояние надо изучить и найти наиболее выгодные условия установки.

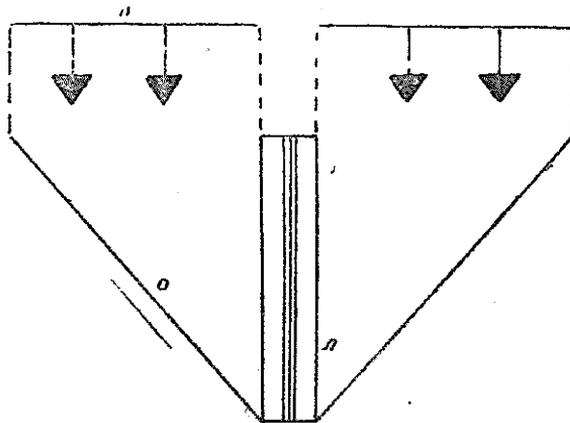
Далее, весьма существенное значение имеет число стекол.

Сначала увеличение числа стекол должно повышать изоляцию ящика в смысле уменьшения потерь на теплопроводность и излучение. Это уменьшение потерь сопровождается одновременно увеличением поглощения и отражения лучей с увеличением числа стекол. В результате этих одновременных противоположных действий существует для каждого сорта стекол наиболее выгодное число их для получения наибольшей температуры на воспринимающей поверхности приемника. Дальнейшее увеличение числа стекол практически бесполезно.

Для обследования влияния числа стекол на температуру внутри приемника типа горячего ящика проф. А. М. Титов предложил метод, дающий

возможность устранить потерю тепла вниз и, таким образом, учесть влияние числа стекол на нагрев внутри приемника.

Установка, предложенная и разработанная А. М. Титовым, состоит (черт. 1) из зачерненного с обеих сторон сажей металлического листа Л, плоскость которого направлена всегда параллельно солнечным лучам, так что прямая радиация не может упасть непосредственно на этот лист.



Черт. 1

На лист могут накладываться с обеих сторон прозрачные защитные стекла З, причем между металлическим листом и первым стеклом, а также между отдельными стеклами остается незначительное воздушное пространство, в описываемых опытах 12 мм; пазы прокладываются асбестом. Под углами в 45° к металлическому листу располагаются две рамы с зеркалами О, устанавливаемыми так, чтобы солнечные лучи, отразившись от них, падали перпендикулярно на зачерненную поверхность.

Для уменьшения величины падающей радиации на пути солнечных лучей могли ставиться перпендикулярно направлению этих лучей поглотительные стекла П.

В этой, симметричной по конструкции, установке зачерненная поверхность не теряет теплоты в сторону противоположную воспринимающей, ибо два одинаковых и противоположно направленных потока алгебраически складываясь дают нуль.

Работа с этой установкой велась от Сектора Гелиоэнергетики Узбекского Гидрометеорологического Института автором настоящей статьи летом 1930 г. и 1931 г. В работе принимали участие сотрудник Гидрометеорологического Института Г. В. Воронович, аспиранты Гидрометеорологического Института и выдвинутцы Узбекской Педагогической Академии в Самарканде Б. Н. Кулинич, С. И. Красильников и др.

Работа распалась на несколько отдельных этапов:

- а) обследование стекол на прозрачность и зеркал на отражение;
- б) измерения нагрева приемника от солнечной радиации при помощи симметричной установки без поглотительных стекол;
- в) измерения нагрева приемника от уменьшенной солнечной радиации при помощи симметричной установки с поглотительными стеклами;
- г) измерения нагрева приемника от рассеянной радиации помощью симметричной установки при отсутствии зеркал и поглотительных стекол.

Измерение прозрачности стекол велось помощью актинометра Михельсона сравнением непосредственной радиации от солнца с радиацией прошедшей через одно или несколько стекол. Отношение величин радиаций через стекло и непосредственной от солнца давало величину прозрачности стекла. Подобные измерения велось для стекол размером 70 см x 70 см в девяти точках и брались средние значения. Так как бемское стекло оказалось по ка-

честву неважным, то значения прозрачности колебались в значительных пределах. Для 27 стекол эти значения колебались от 74% до 88%, дав ориентировочную среднюю величину прозрачности одного стекла 82%.

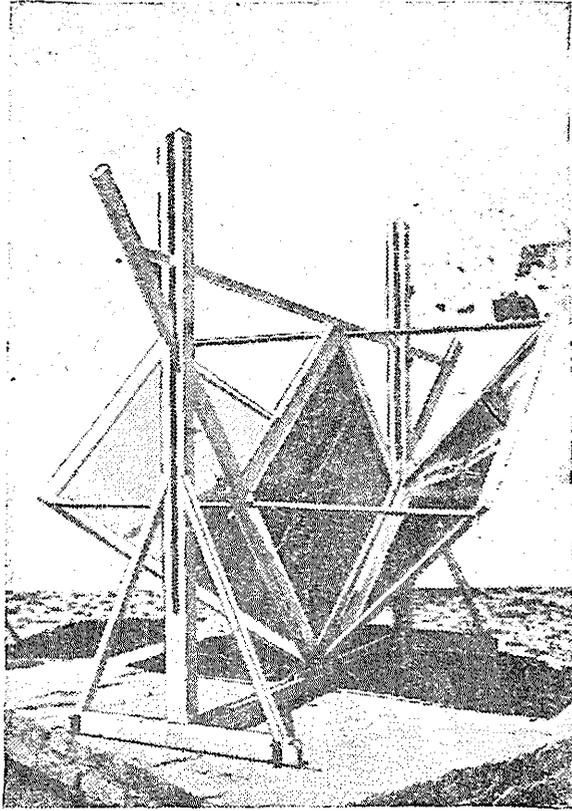
Для двух стекол взятых вместе величина прозрачности колебалась от 59% до 75% и дала в среднем 69%. Для трех стекол колебания были от 49% до 62%, в среднем 56%. Для четырех стекол в среднем 44%. Отсюда можно усмотреть приближенное практическое правило: прозрачность нескольких стекол сложенных вместе равна ориентировочно произведению прозрачностей этих стекол. В самом деле, полагая прозрачность отдельного стекла 82%, получим для двух стекол 67%, для трех стекол 55%, для четырех стекол 44%.

Для изготовления зеркал бралось имеющееся в распоряжении бемское стекло 2 го сорта и серебрилось двукратно—первый раз по способу Бетгера и второй раз по способу Мартина-Бенрата. Работа по серебрению была разработана проф. А. М. Титовым и доцентом химии Ю. Г. Титовой. Во избежание порчи этого наведенного слоя, зеркала были покрыты защищающим составом. Промеры показали, что сандрачный лак, железный сурик и красная краска неудовлетворительны. Наилучшими для покрытия зеркал оказались белила и шеллак. Промеры зеркал на отражение велись также с актинометром Михельсона, сравнением радиации прямого луча и отраженного. Неровность поверхности влияет на зеркало гораздо сильнее, чем на стекло. Величины отражения для отдельных точек зеркал колебались между крайними пределами 51%—115%. Однако большое число измерений дало в 1930 г. колебания от 70% до 86% для каждого зеркала и, в среднем, 81%. В 1931 г. зеркала несколько потускнели и средняя величина отраженной радиации снизилась до 75%.

Нагревание симметричной установки наблюдалось следующим образом. Установка собиралась в тени. Термометры ставились в металлический карман, сделанный на зачерненном цинковом листе, и в пространство между этим листом и первым стеклом, между первым и вторым стеклами и т. д. Кроме того ставились термометры в тени деревьев, находящихся на расстоянии порядка 25 м от установки, в тени установки под нижней поверхностью зеркал и в поверхностном слое почвы. На фот. 2 показан общий вид установки. После выноса установки на солнце сразу начинались и велись через каждые несколько минут измерения температуры всех термометров для определения хода нагрева установки, а также контрольные промеры прямой солнечной радиации актинометром Михельсона и сила ветра анемометром Робинсона. Дни были почти всегда безоблачные, так что, рассеянная радиация не могла иметь большого значения и кроме того она была почти постоянной. Ветер отсутствовал, не подымаясь выше 2 м в секунду.

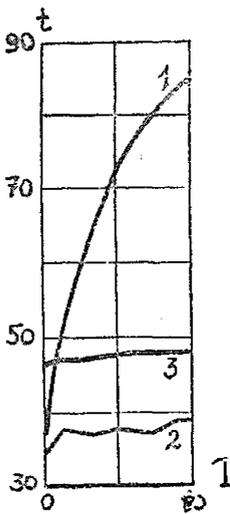
Отсутствие достаточного оборудования и необходимость использовать для измерений летнее время не дало возможности проградуировать термометры и воспользоваться ими. Сверка термометров с эталонными и внесение после градуировки соответствующих поправок показали, что погрешности были невелики и на общую картину хода нагрева и на выводы повлиять не могли.

На черт. 3 дан ход нагрева симметричной установки при отсутствии защитных стекол. По оси абсцисс отложено время нагревания T , причем за 0 принимается момент начала нагрева установки, в данном случае 12 ч. 8 м. среднего солнечного времени 20 июля 1931 г. По оси ординат отложена температура в градусах Цельсия. Цифрами отмечены кривые хода температуры листа—1, воздуха в тени около установки—2, почвы—3. Средняя величина прямой солнечной радиации во время нагрева установки измерялась актинометром Михельсона. Условимся общепринятую величину радиации 1 гр. калорию на 1 кв. см в 1 минуту называть „1 соляр“. Во время этого промера прямая радиация составляла в среднем 1.32 соляр.

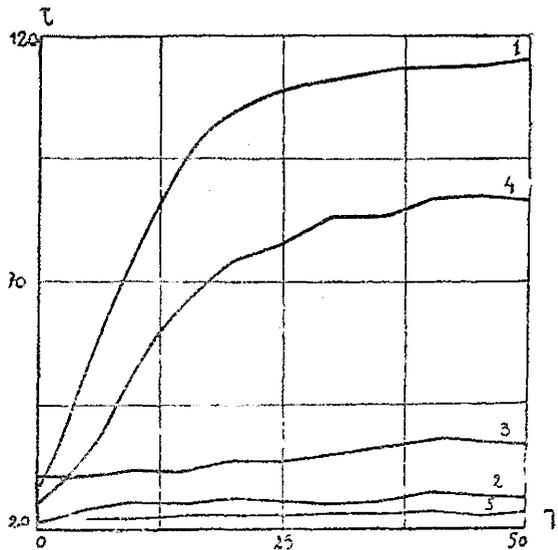


Черт. 2

На черт. 4 изображен ход нагрева установки с одной парой защитных стекол. Начальный момент нагрева 9 ч. средн. соли. врем. 9 августа 1931 г.



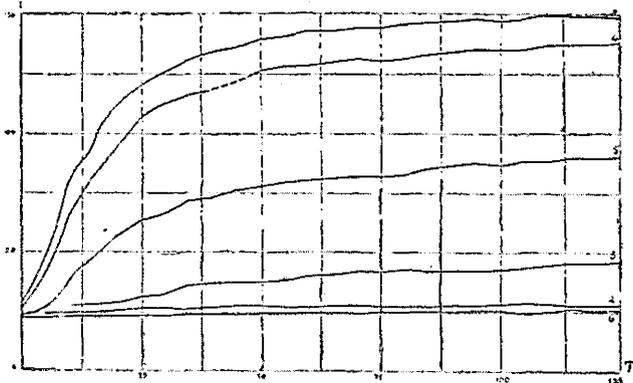
Черт. 3



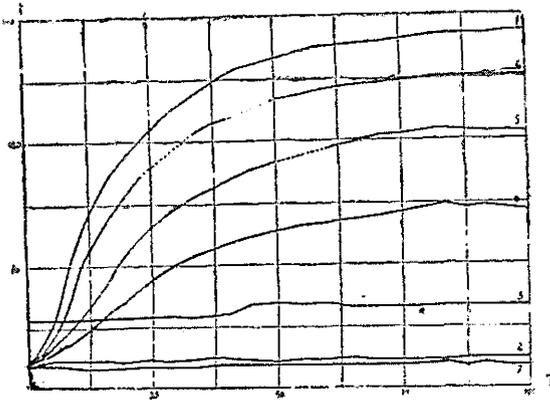
Черт. 4

Обозначение кривых 1, 2 и 3 те же, что и на черт. 3, кривая 4—ход температуры между листом и защитным стеклом, 5—ход температуры воздуха в тени деревьев в 25 м от установки. Прямая радиация составляла 1,34 соляр.

На черт. 5 изображен ход нагрева установки с двумя парами защитных стекол. Начальный момент нагрева 9 ч. 13 августа 1931 г. Обозначения кривых 1, 2 и 3 те же, что и на черт. 3, кривая 4—ход температуры между листом и первым защитным стеклом, 5—ход температуры между первым и вторым защитными стеклами, 6—ход температуры воздуха в тени деревьев. Прямая радиация составляла 1,38 соляр.



Черт. 5



Черт. 6

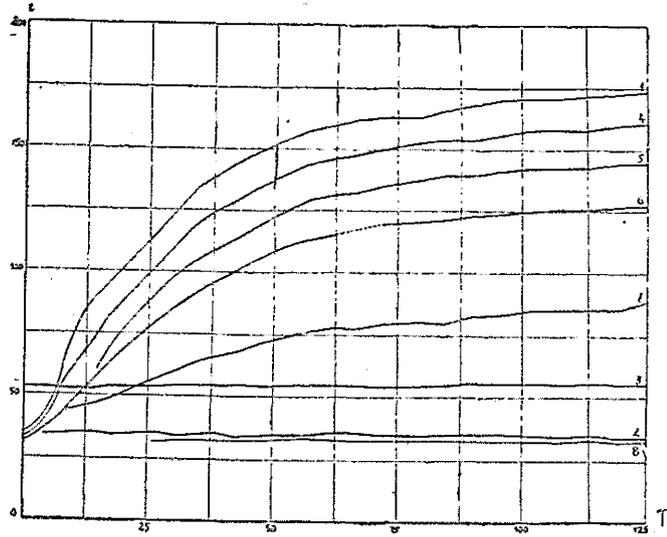
На чертеже 6 даны кривые хода нагрева установки с тремя парами защитных стекол. Начальный момент нагрева 11 ч. 48 м. 20 августа 1931 г. Обозначения кривых 1—5 те же, что и на черт. 5, кривая 6—ход температуры между вторым и третьим защитными стеклами, 7—ход температуры воздуха в тени деревьев. Прямая радиация составляла 1,37 соляр.

На черт. 7 даны кривые хода нагрева установки с четырьмя парами защитных стекол. Начальный момент нагрева 12 ч. 24 м. 30 июля 1931 г.

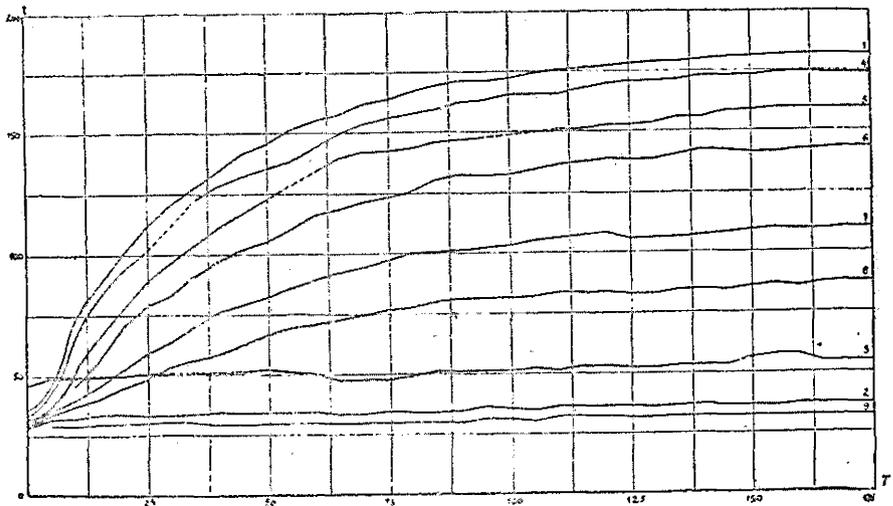
Кривая 1 обозначает ход температуры металлического листа, 2—ход температуры воздуха в тени у установки, 3—температуры поверхности почвы, 4—температуры между листом и первым защитным стеклом, 5—температуры между первым и вторым стеклами, 6—температуры между вторым и третьим стеклами, 7—температуры между третьим и четвертым стеклами, 8—температуры воздуха в тени деревьев. Прямая радиация была равна 1,35 соляр.

На черт. 8 даны кривые хода нагрева симметричной установки с пятью парами защитных стекол. Начальный момент нагрева 10 ч. 2 августа 1931 г. Обозначения кривых 1—7 те же, что и на черт. 7, кривая 8—ход температуры между четвертым и пятым защитными стеклами, 9—температуры воздуха в тени деревьев. Прямая радиация была 1,31 соляр.

Нижеприведенная таблица дает сравнительные данные наибольшей температуры листа t и наибольшего нагрева его τ по сравнению с окружающей температурой воздуха t . J есть прямая радиация в солярах, J_p есть радиация, упавшая на поверхность защитных стекол (или на металлический лист при отсутствии стекол). При этом учитывается отражение от зеркал в 75%.



Черт. 7

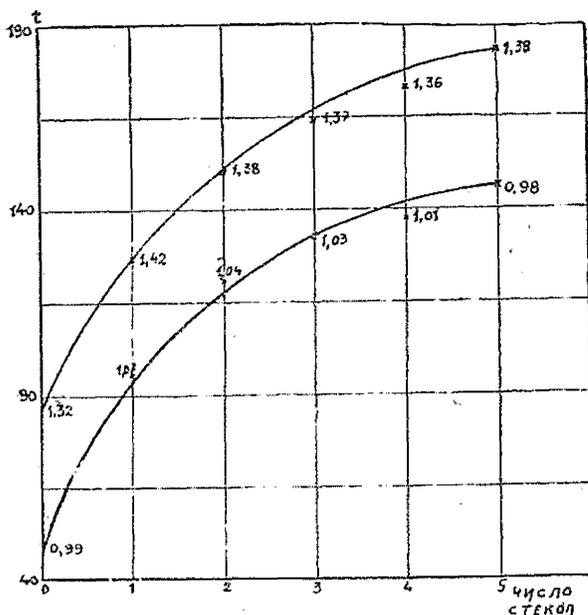


Черт. 8

Таблица 1.

| Дата промера | Время промера ср. солп. | Наибольшая температура, $^{\circ}$ С. | Наибольший нагрев | Число защитных стекол | Ja в сол. | Jп в солярах |
|--------------|-------------------------|---------------------------------------|-------------------|-----------------------|-----------|--------------|
| 20 VII | 12 ч. 8 м.—12 ч. 31 м. | 84 $^{\circ}$ | 47 $^{\circ}$ | 0 | 1,32 | 0,99 |
| 26 VII | 10 ч. 45 м.—12 ч. 4 м. | 126 $^{\circ}$ | 95 $^{\circ}$ | 1 | 1,42 | 1,07 |
| 13 VIII | 9 ч. — м.—11 ч. 25 м. | 150 $^{\circ}$ | 121 $^{\circ}$ | 2 | 1,38 | 1,04 |
| 20 VIII | 11 ч. 48 м.—13 ч. 40 м. | 164 $^{\circ}$ | 132 $^{\circ}$ | 3 | 1,37 | 1,03 |
| 30 VIII | 12 ч. 24 м.—14 ч. 24 м. | 173 $^{\circ}$ | 138 $^{\circ}$ | 4 | 1,35 | 1,01 |
| 2 VII | 10 ч. — м.—13 ч. 20 м. | 183 $^{\circ}$ | 147 $^{\circ}$ | 5 | 1,31 | 0,98 |

На черт. 9 даны соответствующие графики изменения температуры и изменения нагрева цинкового листа в зависимости от числа защитных стекол. Под нагревом понимается разность температур листа и воздуха около установки, т. е. $t_1 - t_2$. Цифры при отчетах температур показывают соответствующие прямые радиации J_a , а цифры при отчетах нагрева показывают соответствующие радиации J_p на защитные стекла после отражения от зеркал



Черт. 9

Из этих данных видно, что рост максимальной температуры при увеличении числа стекол происходит по кривой, постепенно ослабляясь, ибо все большее количество энергии поглощается защитными стеклами при увеличении числа их. В самом деле, при увеличении числа стекол от 0 до 5 на основании черт. 9 случаются следующие изменения температуры Δt и нагрева $\Delta \tau$.

Таблица 2.

| Изменение числа стекол | Δt | $\Delta \tau$ |
|------------------------|------------|---------------|
| от 0 до 1 | 42° | 46° |
| от 1 до 2 | 24° | 24° |
| от 2 до 3 | 16° | 15° |
| от 3 до 4 | 11° | 14° |
| от 4 до 5 | 6° | 10° |

Далее, можно усмотреть следующую закономерность температур соседних слоев воздуха разделяемых стеклами. Если добавить одно защитное стекло, то все температуры передвигаются на один воздушный промежуток к наружной стороне. Таким образом температура внутри зачерненного листа до добав-

ления пары защитных стекол ориентировочно равна температуре промежутка между листом и первым стеклом и т. д. Если же отсчитывать защитные стекла по порядку снаружи и считать металлический лист за следующее очередное стекло, то соответствующие температуры для одинаковых номеров промежутков, считая от наружного, меняются весьма мало. Это может быть иллюстрировано нижеследующей таблицей 3, цифры которой взяты из упомянутых выше измерений.

Таблица 3.

| Температуры промежутков воздуха считая снаружи | Ч и с л о с т е к л о л | | | | | |
|------------------------------------------------|---------------------------|--------|--------|------|-------|-----|
| | 5 | 4 | 3 | 2 | 1 | 0 |
| 1 | 88,5° | 85,5° | 94,5° | 91° | 96,5° | 84° |
| 2 | 111° | 127° | 125° | 138° | 126° | — |
| 3 | 145° | 144° | 146° | 150° | — | — |
| 4 | 161° | 160,5° | 163,5° | — | — | — |
| 5 | 175° | 173° | — | — | — | — |
| 6 | 183° | — | — | — | — | — |

Расхождение температур может быть объяснено различными состояниями радиации, а также тем, что в некоторых случаях стекла трескались и не все стекла были одинакового качества.

Следует отметить, что скорость нагрева металлического листа зависит от числа защитных стекол, а именно с увеличением числа стекол нагрев происходит немного медленнее, причем это замедление более заметно в течение первых 25 минут после начала нагрева. Зато многостекольная установка достигает более высоких температур и дольше держит тепло. В таблице 4 дается ход нагрева установки во времени на первые 75 минут в зависимости от числа защитных стекол.

Таблица 4.

| Время от начала нагрева установки | Ч и с л о з а щ и т н ы х с т е к л о л | | | | | | | | | |
|-----------------------------------|---------------------------------------------|--------|-------|--------|------------------|--------|--------|--------|--------|--------|
| | 0 | 1 | 1 | 2 | 2 | 3 | 3 | 4 | 4 | 5 |
| 0 | 37,5° | 30,5° | 28,° | 34° | 28° | 35,5° | 31° | 35 | 34° | 35,5° |
| 5 мин. | 74,5° | 41,5 | 50,5 | 62,5 | 48,5 | 56 | 48 | 46,5 | 42 | 44,5° |
| 10 | 84° | 75 | 76° | 85° | 78° | 82 | 75° | 69,5° | 59 | 67° |
| 15 | наг | 100° | 94° | 107° | 94 | 101° | 100° | 91° | 81° | 86° |
| 20 | рев | 111° | 105 | 120,5 | 111° | 110° | 114° | 101° | 98 | 96° |
| 25 | око | 116° | 108,5 | 130,5° | 119,5° | 124° | 125 | 112 | 108 | 111° |
| 30 | нчи | 120,5° | 111 | 134° | 125 | 134 | 134° | 123 | 116 | 120° |
| 35 | дся | 120 | 113 | 138 | 131° | 140° | 140,5° | 134 | 124,5° | 127° |
| 40 | | 122° | 114° | 140 | 134° | 143 | 147 | 140° | 131 | 134° |
| 45 | | 122 | 114° | 141,5° | 136 | 147 | 151° | 146,5° | 136° | 141° |
| 50 | | 123,5° | 115° | 143 | 139° | 150,5° | 153° | 150,5 | 142 | 145° |
| 55 | | 124 | 115° | 144 | 141° | 151,5° | 156° | 155° | 144,5° | 151° |
| 60 | | 124° | | 147° | 143° | 153,5° | 158° | 158° | 147,5° | 154,5° |
| 65 | | 126 | | | 143 | 155° | 159° | 160,5° | 150,5 | 157,5° |
| 70 | | | | | 144° | 156° | 159,5° | 162 | 151,5 | 161,5° |
| 75 | | | | | 144 | 156,5° | 161° | 162,5° | 153,5 | 163,5° |
| | | | | | нагрев окончился | | | | | |

Представляется весьма интересным, как изменяется нагрев листа в зависимости от величины радиации, падающей на защитные стекла. Решение этого вопроса дает возможность определить необходимую радиацию для поддержания требующейся температуры установки. Эта задача разрешается искусственным понижением радиации посредством поглощения части ее.

Кроме того, поглощение части радиации может дать возможность определить, какую часть энергии можно полезно увести из горячего ящика поддерживая определенную температуру его.

Для решения этой задачи на пути солнечных лучей перпендикулярно к ним ставились поглощительные стекла П (черт. 1). Сперва они были поставлены близ зеркал, но оказалось, что в этом случае они сами являются собирателями энергии на подобие защитных стекол и не дают данных о действии поглощения. Поэтому они были поставлены на стойках вышиной в 1 метр. На фот. 10 изображен общий вид симметричной установки с поглощительными стеклами.

Прозрачность поглощительных стекол вместе взятых измерялась помощью актинометра Михельсона тем же методом, как и для одиночных стекол, т.е. путем сравнения радиации прошедших через стекла лучей и упавших непосредственно на актинометр.

Если J_a есть прямая радиация, r —отражение от зеркал, d —прозрачность поглощительных стекол, то упавшая на защитные стекла радиация J_n , в случае отсутствия поглощительных стекол, выражается равенством

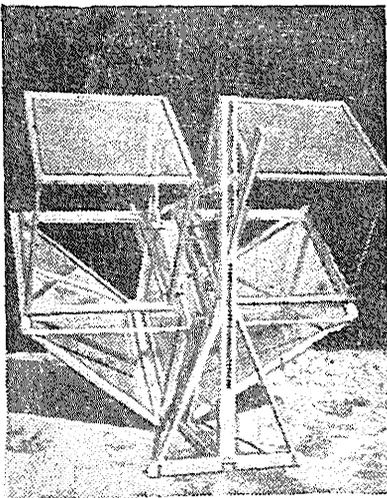
$$J_n = J_a \cdot r, \dots \dots \dots (1)$$

а в случае их наличия равенством

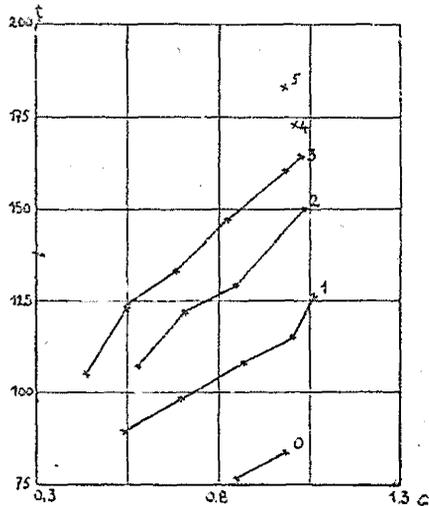
$$J_n^1 = J_a \cdot r \cdot d \dots \dots \dots (2)$$

В первом случае нагрев установки, т.е. повышение температуры листа по сравнению с окружающим воздухом равно τ , а во втором τ^1 . Это понижение температуры $\tau - \tau^1$ происходит за счет искусственного понижения радиации $J_n - J_n^1$, т.е. той радиации, которая может быть уведена из приемника при температуре последней соответствующей радиации J_n .

Наиболее надежные из произведенных промеров с поглощительными стеклами могут быть сведены в нижеследующую таблицу наибольшей температуры приемника и наибольшего нагрева его при различном числе стекол многостекольной защиты от подающей на него радиации.



Черт. 10.



Черт. 11.

Таблица 5.

| № по ряду | Число защитных стекол | Число поглотительных стекол | J_a | J_n | Температура листа t_1 | Температура воздуха t_2 | Нагрев | J_c | J_n | η в % |
|-----------|-----------------------|-----------------------------|-------|-------|-------------------------|---------------------------|--------|-------|-------|------------|
| 1 | 0 | 0 | 1,32 | 0,99 | 84° | 39° | 45° | 0,31 | | 24 |
| 2 | 0 | 1 | 1,36 | 0,85 | 77° | 38° | 39° | 0,45 | | 35 |
| 3 | 1 | 0 | 1,43 | 1,07 | 126° | 31° | 95° | 0,23 | | 18 |
| 4 | 1 | 0 | 1,34 | 1,01 | 115° | 27,5° | 87,5° | 0,29 | | 22 |
| 5 | 1 | 1 | 1,38 | 0,87 | 108° | 30° | 78° | 0,43 | | 33 |
| 6 | 1 | 2 | 1,30 | 0,70 | 98° | 31,5° | 66,5° | 0,60 | | 46 |
| 7 | 1 | 3 | 1,30 | 0,54 | 89,5° | 30,5° | 59° | 0,76 | | 58 |
| 8 | 2 | 0 | 1,38 | 1,04 | 150° | 29,5° | 120,5° | 0,26 | | 20 |
| 9 | 2 | 1 | 1,36 | 0,85 | 129° | 31° | 98° | 0,45 | | 35 |
| 10 | 2 | 2 | 1,31 | 0,71 | 122° | 33° | 89° | 0,59 | | 45 |
| 11 | 2 | 3 | 1,28 | 0,58 | 107° | 29° | 78° | 0,72 | | 55 |
| 12 | 3 | 0 | 1,37 | 1,03 | 164° | 32,5° | 131,5° | 0,27 | | 21 |
| 13 | 3 | 0 | 1,32 | 0,99 | 160,5° | 34° | 126,5° | 0,31 | | 24 |
| 14 | 3 | 1 | 1,32 | 0,82 | 147° | 33° | 114° | 0,48 | | 37 |
| 15 | 3 | 2 | 1,32 | 0,69 | 133° | 33° | 100° | 0,61 | | 47 |
| 16 | 3 | 3 | 1,34 | 0,55 | 123,5° | 32° | 91,5° | 0,75 | | 58 |
| 17 | 3 | 4 | 1,33 | 0,44 | 105° | 32,5° | 72,5° | 0,86 | | 66 |
| 18 | 4 | 0 | 1,35 | 1,01 | 173° | 35° | 138° | 0,29 | | 22 |
| 19 | 5 | 0 | 1,31 | 0,98 | 183° | 36° | 147° | 0,32 | | 25 |

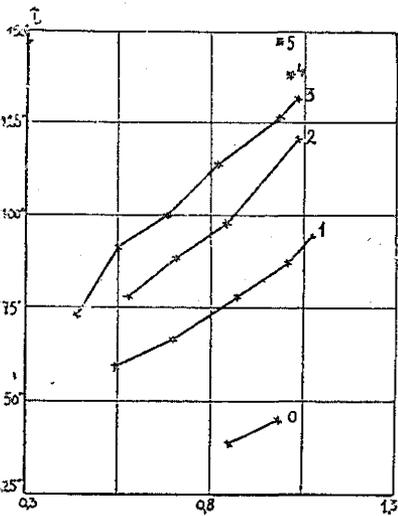
На черт. 11 даны зависимости наибольшей температуры приемника, а на черт. 12 зависимости наибольшего нагрева приемника при различном числе стекол многостекольной защиты от падающей на приемник радиации.

Эти чертежи построены на основании таблицы 5. Цифрами отмечено число защитных стекол приемника для точек соединенных соответствующей ломаной линией или для одиночных точек при четырех и пяти стеклах. Число поглотительных стекол на кривых не указывается, ибо величина падающей на приемник энергии гораздо точнее дается поступающей радиацией J_n . Прозрачность же поглотительных стекол различна.

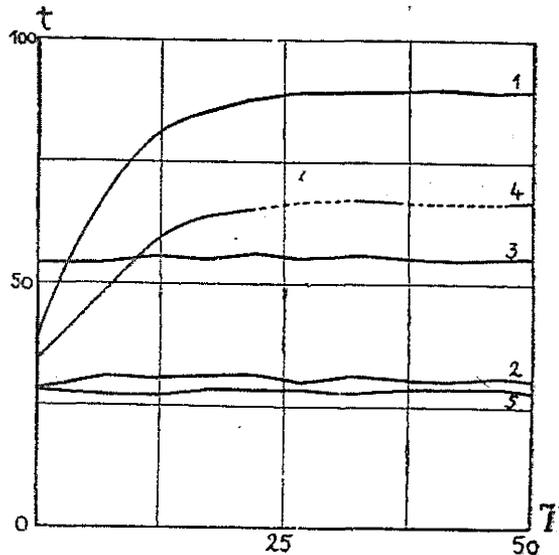
Из черт. 11 и 12 видно, что сравнительно небольшое повышение температуры приемника требует затраты большого количества радиации для поддержания этой температуры. Например, для одного защитного стекла повышение температуры от 89,5° до 126° или нагрева от 59° до 95° требует увеличения радиации от 0,54 до 1,07 соляр. Для двух защитных стекол повышение температуры от 107° до 150° или нагрева от 79° до 120,5° требует увеличение радиации от 0,58 до 1,04 соляр. Для трех защитных стекол повышение температуры приемника от 105° до 164° или нагрева от 72,5° до

131,5° требует увеличения радиации от 0,44 до 1,03 соляр. Из этих данных ясно видно, что не следует стремиться к слишком высоким температурам приемника, т. к. это вызывает большую затрату энергии на поддержание его температуры. Если, например, для некоторого процесса достаточно иметь температуру 100° при наружной температуре 15°, то нагрев 85° требует при одном защитном стекле 0,98 соляр, при двух стеклах—0,66 соляр, при трех стеклах—0,52 соляр. Если же температура будет 120°, т. е. нагрев 105°, то уже при одном защитном стекле такой температуры получить нельзя, при двух защитных стеклах придется затратить 0,91 соляр и при трех защитных стеклах—0,74 соляр. Таким образом затрачивается бесполезно на излишний перегрев приемника 0,22—0,25 соляр или 15—20% энергии, а между тем эта энергия могла бы быть уведена из приемника полезно. Кроме того, чрезмерное повышение радиации в силу актинометрических условий зачастую невыполнимо.

Следует обратить внимание на большое снижение расхода энергии на поддержание температуры приемника при увеличении числа защитных стекол. В вышеупомянутом примере добавление второго защитного стекла снижает радиацию на $0,98 - 0,66 = 0,32$ соляр, а прибавление третьего защитного стекла снижает радиацию еще на $0,66 - 0,52 = 0,14$ соляр.



Черт. 12.



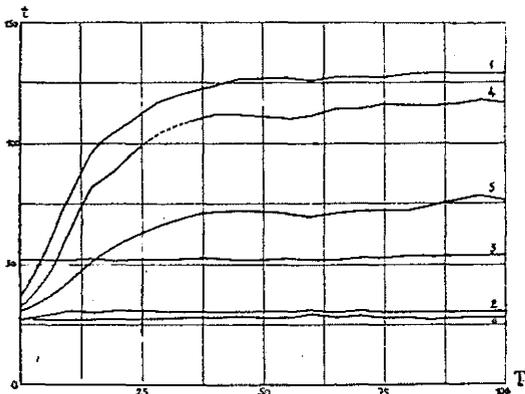
Черт. 13.

Эти же чертежи 11 и 12 показывают, что при одной и той же радиации можно достигнуть гораздо более высокой температуры при большем числе стекол. Пусть имеется радиация внешняя $J_a = 1,30$ соляр и мы хотим увести полезно из приемника 50% энергии. Какую температуру можно поддерживать в приемнике в случае внешней температуры 15° при различном числе стекол? Из кривых чертежа 12 видно, что нагрев может быть при 1 2 и 3 защитных стеклах соответственно 64°, 83° и 97°, а, следовательно, температура ориентировочно 79°, 98° и 112°.

На черт. 13—17 приведено несколько примеров хода нагрева установки при наличии поглотительных стекол.

На черт. 13 дан ход нагрева симметричной установки при одной паре защитных и трех парах поглотительных стекол. Начальный момент нагрева 13 ч. 33 м. 9 августа 1931 г. Цифра 1 обозначает температуру зачерненного металлического листа, 2—температуру воздуха в тени установки, 3—температуру поверхности почвы, 4—температуру между листом и стеклом, 5—тем-

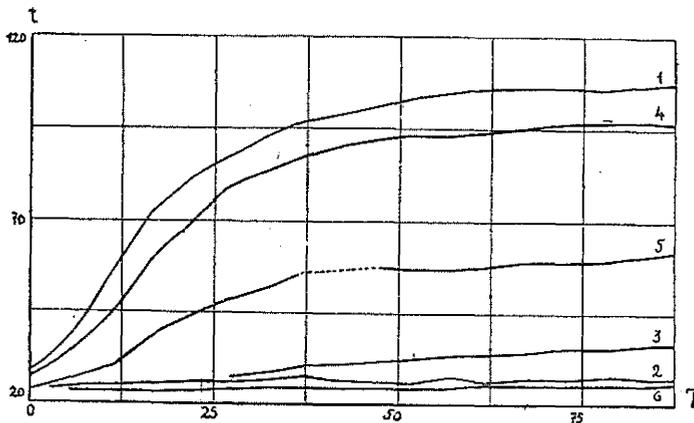
пературу воздуха в тени деревьев. Измерение соответствует строчке 7 таблицы 5.



Черт. 14.

На черт. 14 приведен ход нагрева установки при двух парах защитных стекол и одной паре поглотительных стекол. Начальный момент нагрева 12 ч. 50 м. 13 августа 1931 г. Цифры 1—4 обозначают то же, что и на черт. 13, кривая 5—температура между первым и вторым защитными стеклами, 6—температура воздуха в тени деревьев. Измерение соответствует строчке 9 таблицы 5.

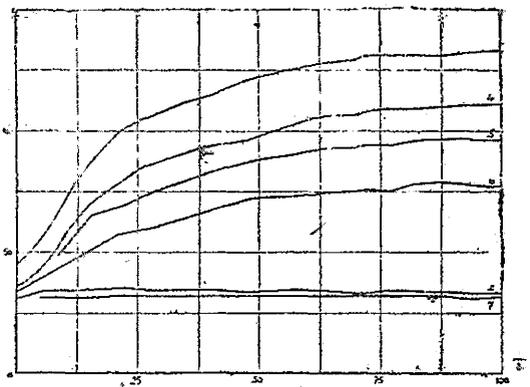
На черт. 15 приведены кривые нагрева установки при двух парах защитных стекол и трех парах поглотительных стекол. Начальный момент нагрева 9 ч. 1 м. 18 августа 1931 г. Цифровые обозначения те же, что и черт. 14. Измерение соответствует строчке 11 таблицы 5.



Черт. 15.

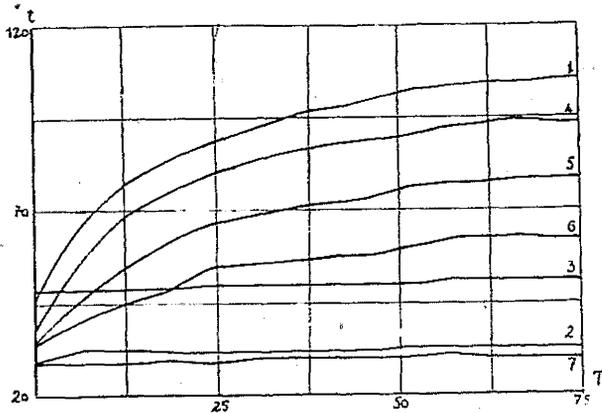
На черт. 16 приведены кривые хода нагрева установки при трех парах защитных стекол и двух парах поглотительных стекол. Начальный момент нагрева 12 ч. 55 м. 22 августа 1931 г. Цифры 1—5 обозначают то же, что и на черт. 15, кривая 6—температура между вторым и третьим стеклами, 7—температура воздуха в тени деревьев. Измерение соответствует строчке 15 таблицы 5.

На черт. 17 приведены кривые хода нагрева установки при 3-х парах защитных стекол и 4-х парах поглотительных стекол.



Черт. 16.

Начальный момент нагрева 12 ч. 26 м. 24 августа 1931 г. Цифровые обозначения те же, что и на черт. 16. Измерения соответствуют строчке 17 страницы 5.



Черт. 17.

Данные промеров показывают, что при одинаковых величинах радиации падающей на приемник, градиенты между стеклами, считая от наружного, одного порядка. Это видно из таблицы 6, аналогичной таблице 3. Δt есть градиент температур между соседними воздушными промежутками, J_n — радиация падающая на приемник. Металлический лист считается за очередное стекло.

Таблица 6

| Градиенты | Число защитных стекол | | | | | | | | | | | |
|--------------------------------------------------------------|------------------------|-------|---------------------|----------------------|-------------------|----------------------|--------------------------|------------------------------|--------------------------|------------------------------|------------|-------|
| | 0 | | 1 | | 2 | | 3 | | 4 | | 5 | |
| | Δt | J_n | Δt | J_n | Δt | J_n | Δt | J_n | Δt | J_n | Δt | J_n |
| наружный градиент (между наружным воздухом и первым стеклом) | 48° | 0,90 | 60° 47,5° 37° | 1,01 0,70 0,54 | 60° 44° 37° | 1,04 0,71 0,58 | 62° 44° 39° 30° | 1,03 0,69 0,55 0,44 | 61,5° 45,5° 41,5° | 1,08 0,67 0,55 | 52,5° | 0,98 |
| между первым и вторым стеклами | средний из ряда измер. | | 18° 23° | 0,87 | | | 22,5° 22° | 0,82 | 19° 22° | 0,82 | 22,0° | |
| между вторым и третьим стеклами | средний из ряда измер. | | | | 11,5° | 17,5° | | 22° | | | | |
| между третьим и четвертым стеклами | | | | | | | 18,5° | 1,03 | 16,5° | 1,01 | 16° | 0,98 |
| между четвертым и пятым стеклами | | | | | | | | | 12,5° 10° 9° 6° | 1,01 1,02 0,82 0,55 | 14° | 0,98 |
| между пятым стеклом и металлическим листом | | | | | | | | | | | 8° | 0,98 |

Из этой таблицы видно, что с уменьшением величины падающей на приемник радиации J_n соответствующие градиенты также падают. В самом деле, для наружного промежутка при радиации J_n в 1 соляр имеем градиент в 60° , при радиации 0,7 соляр градиент 45° , при радиации 0,55 градиент 39° и при радиации 0,44 соляр градиент 30° .

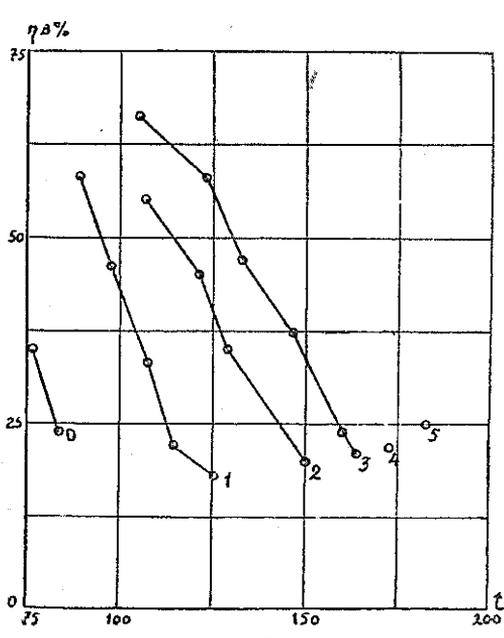
Данные измерений при пониженной поглощением радиации дают возможность выяснить, при какой температуре и при каком нагреве приемника, можно увести некоторый процент тепла. Это уведенное количество тепла не удобно вычислять по отношению к приходящей в данный момент радиации, ибо последняя представляет собой переменную величину и в зависимости от нее получаются различные несравнимые результаты. Поэтому возьмем некоторую условную величину солнечной радиации $J_c = 1,30$ соляр, с которой и будем сравнивать падающую на приемник радиацию. Во время опытов с симметричной установкой в августе месяце в Самарканде средняя величина прямой радиации была 1,35 соляр. Цифра $J_c = 1,30$ соляр взята меньше этой величины для уверенности, что вычисляемые величины могущей быть полезно уведенной энергии могут быть несколько преуменьшены, но не превеличены. Величину

$$\eta = \frac{J_c - J_n}{J_c} \cdot 100, \dots \dots \dots (3)$$

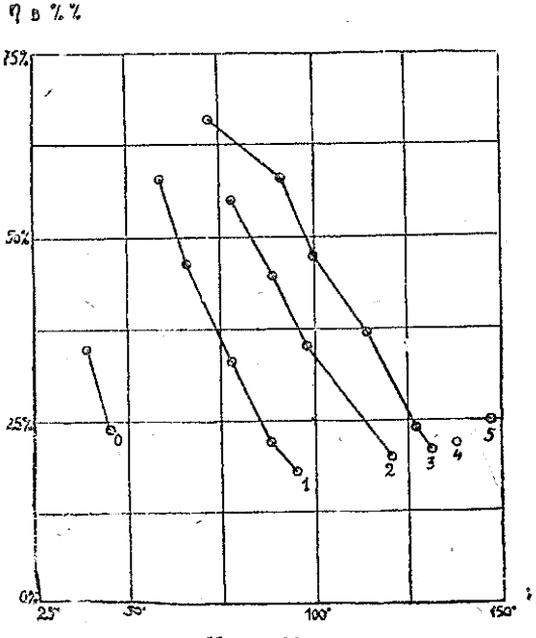
выраженную в процентах, назовем кпд (коэффициентом полезного действия) приемника, ибо она показывает, какую долю энергии J_c в процентах можно увести из приемника, поддерживая в нем температуру, соответствующую радиации J_n .

Нужно иметь ввиду, что эти данные относятся к такому приемнику солнечной энергии с многостекольной защитой, у которого задняя сторона идеально заизолирована в тепловом отношении т.е. здесь рассматривается предельный случай приемника в отношении изоляции. При этом расстояние между защитными стеклами приемника 12 мм, а стекло среднего качества с прозрачностью в 82%.

На таблице 5 приведены в предпоследней строчке значения $J_c - J_n$, а в последней строчке значения кпд η для приведенных выше промеров.



Черт. 18.



Черт. 19.

На черт. 18 построены коэффициенты полезного действия в зависимости от температуры приемника солнечной энергии, а на черт. 19 кпд в зависимости от нагрева приемника по сравнению с температурой воздуха в тени около установки. Цифры обозначают число защитных стекол. Ломаными линиями соединены точки с одинаковым числом защитных стекол.

Из чертежей 18 и 19 видно, что коэффициенты полезного действия быстро падают с повышением температуры приемника. Это еще раз доказывает положение, высказанное при рассмотрении черт. 11 и 12, что не следует стремиться к достижению чрезмерных температур, не вызываемых техническими требованиями установки.

В случае повышения нагрева с 70° до 90° кпд установки понижается при одном защитном стекле с 42% до 21%, при двух защитных стеклах с 61% до 44%, при трех защитных стеклах с 67% до 58%.

С другой стороны прибавление стекол при данном нагреве сильно увеличивает кпд установки. Это может быть иллюстрировано несколькими примерами. Пусть требуется узнать, какое количество тепла можно увести из приемника при температуре 100° , т.е. температуре кипения воды. В случае температуры воздуха порядка 30° и выше, т.е. в условиях Узбекистана в августе, можно воспользоваться черт. 18. Тогда получается при $J_c=1,30$ для одной пары защитных стекол 43%, для двух пар защитных стекол порядка 60%, для трех пар защитных стекол около 68%. Если температура 100° требуется для определенного момента с определенной температурой, то с некоторым приближением можно воспользоваться черт. 19. Допустим, что температура воздуха около приемника 30° . Тогда нагрев до 100° требуется в 70° и с большей точностью, чем на черт. 18, получится возможный полезный увод тепла для одной пары защитных стекол 41%, для двух пар стекол около 62%, для трех пар стекол около 67%.

Если температура воздуха значительно ниже, то условия излучения атмосферы и приемника несколько меняются в связи с законом Стефана-Больцмана. Вследствие этого и других причин возможны несколько большие погрешности. Тем не менее кривые чертежа 19 дают ориентировочный ответ на вопрос. Пусть температура окружающего воздуха равна 0° . Тогда температура 100° при одной паре защитных стекол может быть поддержана в приемнике при уводе тепла порядка 15%, при двух парах стекол можно увести 33%, при трех парах стекол—47%.

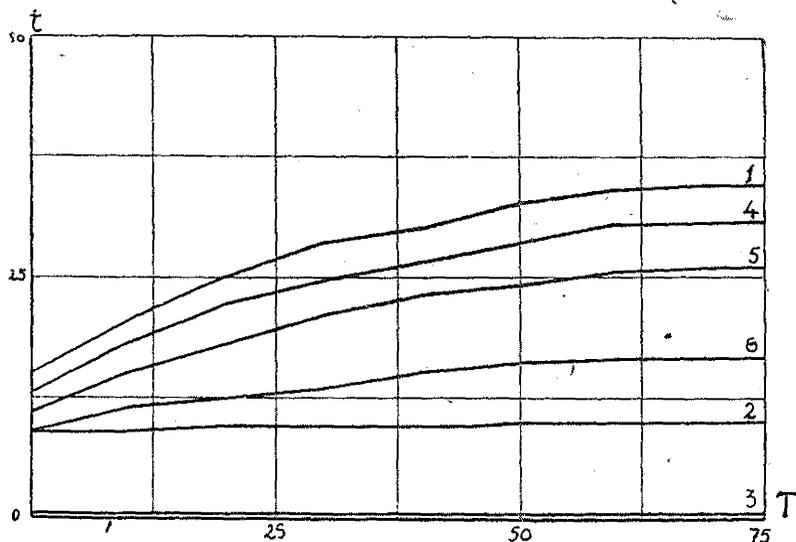
Аналогично находятся ориентировочные данные о возможном уводе тепла при других температурах приемника и окружающего воздуха.

Допустим для сушки фруктов требуется температура воздуха 80° . Пусть температура окружающего воздуха 0° . Тогда для нагрева в 60° имеем, согласно черт. 19, при одной паре защитных стекол кпд $\eta=58\%$, при двух и трех парах стекол помощью экстраполирования находим величину больше 70%. Это значит, что воздух, идущий из приемника в сушилку, может унести значительно больше половины приходящей в приемник энергии.

Допустим, что для бани или водяного отопления дома требуется температура горячей воды 80° , учитывая потери в трубопроводе и в резервуаре воды, каковая не сразу используется. Тогда при температуре воздуха 0° можно увести из приемника при одной паре защитных стекол 30% энергии, при двух парах стекол—53%, при трех парах защитных стекол 63%.

Наконец, были произведены промеры на нагрев установки от рассеянной радиации. Для этого в установки поглотительные стекла не ставились, зеркала убирались и были оставлены лишь защитные стекла. Приемник поворачивался так, чтобы лучи солнца падали параллельно защитным стеклам и не могли попасть непосредственно на приемник. В этом случае нагрев происходил лишь от действия рассеянной радиации.

Измерения рассеянной радиации показали, что от нее нагрев получается в среднем порядка 30° и градиенты между стеклами меняются при нагревании весьма мало. Вследствие особой важности изучения нагрева от рассеянной радиации в зимнее время для парников с целью ращения овощей и рассады, напр. хлопка, то главная серия промеров производилась в зимнее время, именно в декабре 1931 и в начале 1932 г.



Черт. 20.

На черт. 20 даны для примера кривые хода повышения температуры при трех парах защитных стекол. Начало нагрева 10 ч. 30 м. ср. солн. времени 13 января 1932 г. Цифры обозначают температуры 1—металлического листа, 2—воздуха около установки, 3—поверхности почвы, 4—между металлическим листом и первым стеклом, 5—между первым и вторым стеклами, 6—между вторым и третьим стеклами. Соответствующие градиенты температур, считая изнутри, $3,5^\circ$; $4,5^\circ$; $9,5^\circ$ и 7° .

Было замечено, что нагревание гораздо меньше при отсутствии облачности, чем при наличии облаков. При этом верхняя облачность, как более светлая, давала больший нагрев. Снежный покров и отсутствие ветра также увеличивали нагрев. Последний колебался для одного стекла от $8,5^\circ$ до 20° при внешней температуре близкой к нулю; для трех стекол от 17° до 30° . Для двух защитных стекол в одном случае при наиболее благоприятных условиях густого белого снежного покрова на земле и обилия снега на ветвях деревьев, высокой светлой и яркой облачности 6 по десятибалльной системе и отсутствии нижней облачности, при ветре меньше 0,5 метров в секунду была получена рекордная температура 72° при температуре воздуха 0° .

Исследование нагрева от рассеянной радиации, имеющего громадное значение, напр. для парников, требует еще ряда промеров, а также испытания работы с различного рода замазками для закупоривания пазов между защитными стеклами и испытаний в открытом месте.

В заключение следует отметить, что упомянутые в настоящей статье теоретические положения могут быть приняты за основу, но требуют проверки в условиях практической работы. Технический расчет температур и нагрева, а также увода полезного тепла, кпд требует точных данных площади стекол, угла падения солнечных лучей к их поверхности, ибо от этого за-

входит коэффициент вхождения энергии в приемник, прозрачности стекол, расстояния между стеклами, объема воздуха внутри приемника, теплопроводности поверхности приемника и конвекции в прессах между стеклами.

Все эти технические расчеты, приспособленные к определенным данным практических установок, дадут ценный материал для постройки гелиотехнических конструкций.

On the influence of the number of glasses on the heating of a sun energy receiver with a several glasses' protecting arrangement.

By. S. M. Gorlenko

At the present time there are paid with great attention simple and very advantageous arrangements of the type of hot Saussure's box. Such a box is covered by several glasses with air spaces between them. The bottom of the box is the heat receiving surface under which lays a thermoinsulating substance.

The action of the Saussure's box is based on the laws of bodies' radiation, as the law of Stefan-Boltzmann and that of Wien. The sun radiation, as a radiation of a very hot body, has the most part of energy in the visible range of wavelengths and penetrates through the glasses. But the radiation from the receiver is concluded in the ultrared part of the spectrum and cannot penetrate through the glasses outwardly.

For eliminating the energy losses through the isolating substance under the receiving surface Prof. A. M. Titov in Samarkand has invented a symmetrical installation, which gives the possibility to prevent the mentioned losses.

The installation of Mr. Titov consists of a black covered from both sides metallic sheet (see fig. 1 and fig. 2), which is placed always in parallel to the sun rays. On both sides of this sheet there can be placed several glasses with a space about 1,2 cm between them. Two mirrors prepared in the physical Laboratory at Samarkand were placed so, that formed an angle of 45° with the receiving set. By such a manner the sun rays coming to the mirrors, after reflecting from them fallen perpendicularly on the receiving set. On the way of the sun rays there could be placed several glasses in order to swallow a part of the energy. In this installation there is no losses through the thermoinsulation because the losses from two sides of the receiver together give the result zero.

The work with the mentioned installation was lead by the Helio Energy Department of the Uzbekistan Hydro-Meteorological Institution and fulfilled by the author of this paper with the assistants of the mentioned Institution and of the Pedagogical Academy at Samarkand.

The work consisted from:

- a) an investigation of the transparency of different glasses and of the reflection of the rays from the mirrors;
- b) a measuring of the receiver's heating without the swallowing glasses;
- c) a measuring of the receiver's heating with the extinguishing glasses in order to diminish the energy coming to the receiver;
- d) a measuring of the receiver's heating by the diffusing radiation without any mirror or swallowing glasses.

The mean size of the glasses' transparency was 82% . Two, three and four glasses gave the transparency of 69% , 56% and 44% correspondingly. Therefore it can be said that the transparency of several glasses together is approximately equal to the product of the transparencies of these separate glasses.

The installation was equipped with verified thermometers layed in the hole of the metallic sheet and in the spaces between the metallic surface and

the first glass as between the other protecting glasses, then in the shadowy place near the installation, in the shadow of a trees and on the surface of the ground.

The sun radiation was measured by an actinometer of Prof. Michelson and the speed of the wind by the anemometer of Mr. Robinson.

On the fig. 3—8 are represented the curves of the temperature changes' of the installation without glasses and with one, two, three, four and five glasses. The fig. 9 shows the changements of the temperature as a function of the number of protecting glasses, as of the maximum heating, that is the temperatures' differences in comparison with the air temperature.

The fig. 10 is representing the installation with the swallowing glasses, which gave the possibility to determine the maximal temperature (fig. 11) and the maximal heating (fig. 12) as a function of the failing radiation. These figures are showing that it is not at all recommended ot tend to the temperatures higher than necessary one's.

The fig. 13—17 are illustrating several cases of the installation's heating with using the swallowing glasses. Instead of diminishing the energy by swallowing glasses and by the mirrors, a part of the energy could be taken away for any practical use. The remained energy is showing how much energy is necessary for maintaining a required temperature of the receiver. If we put the direct sun radiation equal to 1,3 solares (1 „solar“ we name 1 little calory on a cm in 1 minute), then we shall have a possibility to determinate the rendment of the installation at the different conditions. Such a rendment is shown as a function of the temperature of the receiving set (fig. 18) and of his heating (fig. 19). This gives the possibility to calculate how much of energy can be taken away for the bathes, fruits' drying sets, and other sun installations.

The fig. 20 gives an exemple of heating by the diffusion radiation. Such measurings are very useful for the hot beds and other installations. The results can be useful as a base, but are to be examined in practical conditions.

И. В. ВАСЕЧКО

С заключением проф. А. М. Титова
и научного сотрудника С. М. Горленко

О НОВОЙ КОНСТРУКЦИИ БИМЕТАЛЛИЧЕСКОГО АКТИНОМЕТРА

В настоящее время для выявления солнечного кадастра назрела потребность в массовых актинометрических наблюдениях по Узбекистану, вследствие чего требуется большое количество актинометров. Однако, в виду сложности и дороговизны актинометров существующих типов, ими не могут быть снабжены все мелкие метеорологические станции. Поэтому возникла потребность в простом, дешевом и сравнительно точном приборе, который мог бы быть доступным и малоквалифицированным наблюдателям мелких отдаленных метеорологических станций, разбросанных по Узбекистану. С этой целью летом 1931 года мною изобретен и собственноручно построен миниатюрный по размерам прибор, удовлетворяющий указанным целям.

Этот прибор испытан научным сотрудником отдела гелиоэнергетики Узгимеина С. М. Горленко, при чем, оказалось, что, несмотря на некоторые конструктивные недостатки, которые в следующих приборах будут устранены, точность моего актинометра, при сравнении с актинометром В. А. Михельсона, оказалась порядка 4%. Причина сравнительно большой погрешности заключается в том, что ось прибора монтирована на грубых стальных гнездах, которые удалось изготовить ручным способом, при отсутствии чаевого токарного станка. Такая ось не может быть чувствительна, в виду значительного трения двух однородных металлов. Следующие приборы, в случае постройки их осей на агатовых гнездах, дадут большую точность.

Описание прибора.

Мой экспедиционный карманный актинометр (рис. 1) основан на том же принципе, как и биметаллический пластинчатый актинометр В. А. Михельсона, с той лишь разницей, что у моего прибора, благодаря чувствительной передаче, получается большой размах стрелки, что позволяет обойтись без оптической трубы и делать отсчет простым глазом. Правда, наличие оптики в приборе гарантирует большую точность отсчета, но мною имелись в виду дешевизна, простота конструкции и портативность.

Прибор состоит из латунной коробочки четырехугольной формы (размером 95 мм. × 50 мм. × 12 мм.), раскрывающейся на подобие маленькой книжечки, одна половина которой является основанием прибора и имеет три резиновые ножки. При установке прибора и поднятии второй половины достигается диоптировка прибора относительно солнца вручную без применения микрометрических винтов. Указателем правильности установки прибора к солнцу служит с боку приделанный маленький диоптр с окошечком и крестиком, на котором проектируется солнечный зайчик. Методика отсчета ничем не отличается от методики актинометра В. А. Михельсона, берется также 30 сек. интервал между отсчетами и т. д.

На рисунке 2 прибор показан со снятой верхней крышкой. Из него видно, насколько проста и надежна конструкция. Особенностью этой кон-

струкции является метод смычковой передачи на стрелку, чем достигается плавность хода, большой выигрыш в размахе стрелки и полное отсутствие мертвого хода. Этих преимуществ не давала ни одна из испытанных мной конструкций, основанных на принципе рычажной передачи, т. к.

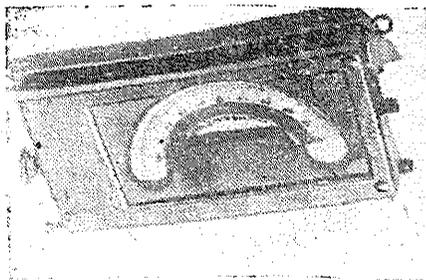


Рис. 1.

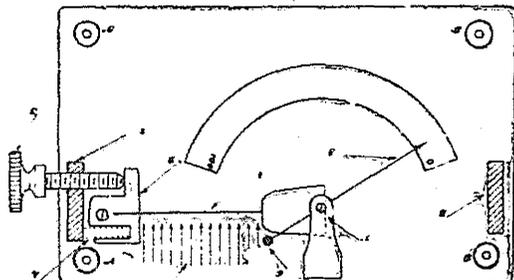


Рис. 2.

имели место ничтожное смещение и движущая сила у биметаллической пластинки, большое трение в шарнирных соединениях рычагов, линейное расширение под действием температуры и наличие мертвого хода. Неудовлетворительность этих опытов побудила меня построить прибор, основанный на принципе смычковой нитяной передачи. Первое время я брал нить из шелковичного кокона, которая на первый взгляд кажется чрезвычайно тонкой и эластичной; но впоследствии выяснилось, что такая нить оказалась настолько грубой, что прибор делал скачки, наблюдалось торможение и непостоянство хода. Пришлось заменить такую нить еще более тонкой—паутиной. При установке паутинной нити прибор буквально «ожил» и стал реагировать на самые небольшие изменения радиации, давая ровный, плавный ход, без всяких заеданий.

В отношении прочности прибор оказывается достаточно крепким, несмотря на столь тонкую нить; делались умышленные толчки и встряхивания, нить не рвалась, так как ее прочность во много раз превышает нагрузку: вес стрелки не превышает 3-4 мг, а паутина выдерживает 20 мг и более, в зависимости от веса паука. Если приборы будут строиться на камнях с легкой кварцевой стрелкой и хорошо полированной осью, то усилие для вращения стрелки будет ничтожное и прочность нити будет вполне достаточна. В настоящее время мною построена только одна модель моего прибора, которая, как и вообще все впервые строящиеся приборы, страдает некоторыми недостатками. В следующих приборах недочеты будут, по возможности, устранены. В настоящее время остается приступить к постройке нескольких экземпляров усовершенствованных актинометров и передать их для окончательной проверки и выявления их практической применимости.

Механик Васечко.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ О КАРМАННОМ ЭКСПЕДИЦИОННОМ АКТИНОМЕТРЕ СИСТЕМЫ МЕХАНИКА И. В. ВАСЕЧКО.

Быстрый рост промышленности и сельского хозяйства СССР в значительной мере обусловлен развитием рабочего изобретательства в нашем Союзе. Отчеты хозорганов и промышленных предприятий систематически отмечают те миллионные суммы экономии, которые получались в результате осуществления многочисленных рабочих предложений.

На пороге второй пятилетки постановления центральных органов говорят о еще более широком развитии содействия рабочему изобретательству. Широкое проникновение рабочего изобретательства необходимо также и в научно-исследовательские учреждения, в их непосредственную работу, чему, может быть, до сих пор уделялось недостаточно внимания.

Несомненно, что при этом работа научно-исследовательских учреждений сделается еще более эффективной.

Новая конструкция пластинчатого актинометра рабочего изобретателя механика-самоучки И. В. Васечко является как-раз примером той большой помощи, которая может быть оказана актинометрической сети Гиметкома предлагаемым изобретением.

В настоящее время для измерения прямой радиации служит дорогой и довольно сложный в обращении актинометр Михельсона, имеющийся в гидрометеорологической сети УзССР всего в нескольких экземплярах. Для получения же кадастра солнечной энергии, приближающегося к реальному, и для учета других климатических условий, например, прозрачности атмосферы, необходим массовый дешевый прибор, легко доступный в обращении для любого наблюдателя.

Актинومتر И. В. Васечко, обладая миниатюрными размерами 95 мм × 50 мм × 12 мм и удобно складываясь для переноски его в кармане, представляет интерес для массового распространения в качестве дешевого прибора и легко применимого для горных местностей.

Этот актинометр был сверен научным сотрудником С. М. Горленко в сентябре 1931 года в Самарканде с актинометром Михельсона, принадлежащим Педагогической Академии и имеющим весьма устойчивую постоянную величину одного деления шкалы.

Данные промеров дали следующие результаты.

| I | K |
|---------|--------|
| 1,17 | 0,0440 |
| 1,20 | 0,0451 |
| 1,15 | 0,0434 |
| 1,33 | 0,0422 |
| 1,33 | 0,0422 |
| 1,33 | 0,0436 |
| 1,30 | 0,0418 |
| 1,30 | 0,0422 |
| 1,35 | 0,0449 |
| 1,28 | 0,0449 |
| 1,31 | 0,0445 |
| Среднее | 0,0435 |

Здесь I обозначает прямую нормальную радиацию в малых калориях на 1 см.² в 1 минуту, полученную по актинометру Михельсона, цена деления которого 0,0204; K есть цена одного деления по актинометру Васечко для одновременных промеров с измерениями по актинометру Михельсона.

Таким образом, средняя чувствительность испытанного экземпляра актинометра Васечко равна в среднем 0,0435, т. е. ориентировочно 45% чувствительности актинометра Михельсона. Средняя ошибка наблюдения 0,0011; т. е. около 3%, наибольшие отклонения от средней величины порядка 4%.

Очень интересна мысль механика И. В. Васечко о применении паутинки для передачи движения и легких частей из стекла (стрелки и проч.).

После установления стандартных размеров частей прибора и введения конструктивных улучшений прибор может войти в актинометрическую практику.

Профессор А. М. Титов.

Научный сотрудник С. М. Горленко.

Sur la construction nouvelle d'un actinomètre bimétallique.

Par J. W. Wasetchko.

La question du cadastre de la radiation solaire est actuellement une de plus importantes questions de la géophysique comme au point de vue d'actinométrie, ainsi qu'au point de vue de la hélio-énergétique.

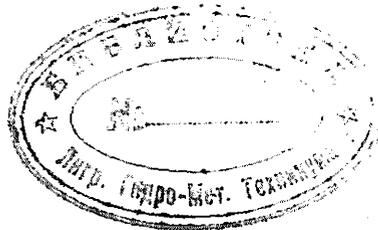
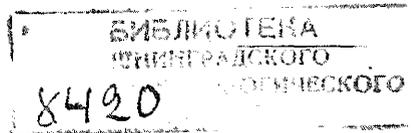
Le calcul du cadastre réel trouve des grands obstacles à cause de manque des appareils de mesure de la radiation solaire.

L'auteur du présent article propose un petit actinoèmtre bimétallique transportable dans la poche et bien commode pour les mesures en voyages et en expéditions.

Cet actinomètre est effectué de la façon suivante. Sur le bout de la lamelle bimétallique est fixé un petit arc de verre avec une ficelle du toile d'araigné faisant plusieurs tours autour de l'aiguille montrant la radiation. L'appareil, ayant un dioptre à fixer le rayon du soleil, n'a pas besoin du tube optique et peut être installé momentanément.

La sensibilité de l'appareil n'est que deux fois moindre en comparaison avec l'actinomètre de Mr. Prof. Michelson, c'est à dire, peut servir aussi dans les observatoires météorologiques.

La simplicité de la construction et d'exploitation et le prix très modéré de cet appareil donne lui tous les chances de fabrication en masse pour satisfaire l'indigence des actinomètres.



Сдано в производство 29/IX-32

Подписано к печати 18/III-33

Госиздат УзССР № 1276/2193-32

Узлит № 1156 а

Заказ № 2554

Тираж 3000

1-я типо-литография Узнаркомлегрпрома Ташкент 1933 год