

Падение температуры Земли при катастрофических извержениях вулканов и импактах

Ю. И. Лобановский, Е. Ю. Цимеринов

Краткое содержание

В работе представлен простой полуэмпирический метод расчета падения глобальной температуры в зависимости от энергии катастрофического процесса, вызывающего снижение прозрачности атмосферы. К таким процессам относятся извержения вулканов и импакты – падения достаточно крупных небесных тел. Два эмпирических параметра, используемых в модели, определены сравнением получаемых с ее помощью результатов и натуральных данных, а также данных численного расчета глобального климата с помощью программы EdGCM. При этом в коде EdGCM использовалась полученная в ходе работы зависимость между энергией процесса и затемнением атмосферы. Показано хорошее согласование всех трех типов данных по падению глобальной температуры. Получено предельно возможное падение глобальной температуры при полном затемнении атмосферы, составляющее 55 К.

Показаны также расчетные региональные аномалии температур для случаев взрывных извержений стратовулканов Пинатубо, Тамбора и Йеллоустоун. Кратко обсуждаются причины мозаичности изменений температуры на Земле из-за этих вулканических извержений.

Ключевые слова: температура – извержение – вулкан – импакт – метеороид – катастрофа – энергия – атмосфера – прозрачность – глобальное похолодание – год без лета – ядерная зима

Таблица символов

E – энергия
T – температура
m – масса
 ρ – плотность
V – объем
n – концентрация частиц
 σ – сечение взаимодействия частицы
S – площадь сечения частицы
 S_E – занимаемая слоем площадь
D – толщина слоя по линии прохождения излучения
 τ – оптическая толщина
I – освещенность
s – солнечная постоянная
 σ – постоянная Стефана-Больцмана
k – степень черноты
 ψ – степень прозрачности атмосферы
 θ – степень затемнения атмосферы
 η – эмпирический коэффициент
a, b – эмпирические константы
 Δ – символ разности

Индексы

min – минимальный
max – максимальный
g – глобальный

I. Введение

Равновесная температура современной Земли почти исключительно определяется падающим на нее солнечным излучением, так как вклад внутренних источников тепла нашей планеты почти в 5 тысяч раз меньше. При этом около 30 % солнечного излучения отражается, а оставшиеся поглощаются атмосферой и поверхностью Земли, примерно, в соотношении 1:2. При этом происходит интенсивное взаимодействие атмосферы с подстилающей поверхностью, так что удельные тепловые потоки между ними даже превосходят удельный тепловой поток солнечного излучения [1]. Отсюда следует, что состояние атмосферы должно сильно влиять на глобальную температуру Земли. И действительно, как показывают наблюдения, даже незначительное снижение прозрачности атмосферы, вызванное, например, попаданием в нее аэрозолей при вулканических извержениях, достаточно заметно влияет на температуру поверхности и приземного слоя воздуха. Отмечен, например, так называемый «год без лета», когда в 1816 году после крупнейшего в

последние столетия катастрофического извержения вулкана Тамбора, средняя температура Земли упала примерно на 2.5 К, а региональные ее снижения доходили до 15 К [2, 3].

Этот эффект вполне ясно проявляется и при математическом моделировании климата, которое используется для решения подобных задач. Адаптированная модель расчета глобального климата GCM имеется в публичном доступе в обучающей версии EdGCM Колумбийского университета [4]. Однако, для запуска подобных численных программ необходимо задавать определенные входные параметры, например, степень прозрачности атмосферы ψ после катастрофического события. А вычисление ее величины не является вполне тривиальным.

В доказательство этого утверждения можно привести формулу для определения величины ψ из книги большого коллектива авторов [5]:

$$\psi = a \exp\left(-\frac{10^{-2} E}{b}\right), \quad (1)$$

где E – энергия явления в гигатоннах тротилового эквивалента (ТНТ), a и b – константы, и для пыли $a = 0.9$, $b = 6.22$. Из формулы (1) сразу же следует, что при нулевой энергии, то есть при отсутствии события, степень прозрачности атмосферы все равно упадет до 0.9 от исходной величины. И подобная вполне очевидная несурезица не удивила никого из 26 соавторов книги!

Другим недостатком использования исключительно только численных методов расчета климатических последствий катастроф является невозможность общего взгляда на весь спектр происходящих явлений. Кроме того, численные модели климата, как показал опыт, далеко не при всех входных параметрах являются устойчивыми, и даже если результат на этом режиме удастся получить, то никак нельзя быть уверенным в его правильности. Например, программа EdGCM, отличающаяся от базовой разбиением на сравнительно крупные и фиксированные счетные ячейки (в ней их число постоянно и, в соответствии с описанием, для всей атмосферы Земли равно $45 \cdot 20 \cdot 9 = 8100$), по результатам тестов оказывается условно устойчивой при степени прозрачности атмосферы $\psi \approx 0.38$, а абсолютно неустойчивой при $\psi \approx 0.28$. А при степени прозрачности атмосферы, близкой к номинальной ($\psi > 0.97 - 0.98$) становятся заметными флуктуации численного решения, равные ± 0.1 К, что примерно равно величине эффекта, достигнутого, например, при извержении вулкана Св. Елены в 1980 году [6].

Таким образом, простая теоретическая модель, правильно вычисляющая степень прозрачности атмосферы и с достаточной степенью точности определяющая среднюю глобальную температуру Земли при катастрофических извержениях вулканов и импактах, работоспособная всем диапазоне прозрачности атмосферы при $\psi = 0 - 1$, могла бы быть полезной в климатических исследованиях. Немаловажно также, что при использовании этой модели для предварительных оценок результат можно получить буквально за считанные секунды, в то время как для численного решения на крупной счетной сетке потребуются часы на персональном компьютере, а на полноценной мелкой сетке – применение суперкомпьютеров.

II. Теоретическая модель снижения средней температуры Земли при извержениях вулканов и импактах

В дальнейшем для компактности формул вместо степени прозрачности атмосферы ψ будем использовать степень затемнения атмосферы θ :

$$\theta = 1 - \psi$$

Степень затемнения излучения по закону Бугера равна [7]:

$$\theta = 1 - \exp(-\tau),$$

где τ – оптическая толщина слоя, рассеивающего излучение. Оптическая толщина слоя аэрозолей/пыли τ , как известно, определяется следующим образом:

$$\tau = n\sigma D,$$

где n – концентрация частиц, σ – сечение взаимодействия частицы аэрозолей/пыли со светом, D – толщина слоя по линии прохождения излучения. В оптическом диапазоне сечение взаимодействия частицы аэрозоля с характерными размерами порядка 1 мкм и более равно площади поперечного сечения этой частицы S , то есть

$$\sigma \approx S$$

Для более мелких частиц в первом приближении можно считать, что

$$\sigma \sim S$$

Масса слоя m аэрозолей/пыли равна

$$m = \rho n V D S_E,$$

где ρ – плотность частиц слоя, V – их средний объем, S_E – занимаемая слоем площадь (для наших целей, обычно, площадь поверхности Земли или, иногда, половина от нее). При прочих равных условиях масса аэрозолей в первом приближении пропорциональна энергии извержения или импакта E :

$$m \sim V \sim E,$$

$$\tau \sim S \sim V^{\frac{2}{3}},$$

$$\tau \sim E^{\frac{2}{3}}$$

Тогда

$$\theta = 1 - \exp\left(-\frac{E^{\frac{2}{3}}}{\eta}\right), \quad (2)$$

где η – эмпирический коэффициент, который будет определен далее. При этом в случае отсутствия события, то есть при энергии $E = 0$ затемнение $\theta = 0$, и степень прозрачности атмосферы, в отличие от формулы (1), в этом случае не изменится.

Солнечное излучение проходит через не запыленную земную атмосферу относительно свободно, нагревая твердую и водную поверхности, которые, в свою очередь, в основном, и нагревают атмосферу. Часть полученной энергии переизлучается обратно в инфракрасном диапазоне. Аэрозоли/пыль, плавающая в верхних слоях атмосферы, перехватывают часть потока солнечного излучения, нагреваются сами и также переизлучают энергию в том же инфракрасном диапазоне. Но, так как они находятся в высоких слоях атмосферы, где плотность последней в десятки раз ниже, чем у поверхности Земли (на порядок плотность воздуха падает уже на высотах около 18 км), то прямым нагревом атмосферы от аэрозолей/пыли пренебрегаем.

В силу симметрии половина перехваченного и переизлучаемого слоем аэрозолей/пыли потока энергии уходит в космос, а половина – на поверхность Земли, нагревая ее. Таким образом, при снижении потока солнечного излучения на некоторую величину из-за пыли Землей для подстилающей поверхности безвозвратно теряется половина от нее. Так как поток энергии от излучающего тела пропорционален четвертой степени от его температуры, то:

$$\Delta T_1 = T_0 \left[1 - \left(1 - \frac{\theta}{2} \right)^{\frac{1}{4}} \right] \quad (3)$$

где ΔT_1 – максимальное снижение средней глобальной температуры из-за затемнения атмосферы (в кельвинах, К), T_0 – средняя глобальная температура до инцидента ($T_0 = 286.4$ К [4]).

Однако в формуле (3) не учитывается, что при $(\tau, E) \rightarrow \infty$ средняя глобальная температура внешней поверхности слоя аэрозолей/пыли T_2 , атмосфера над которой мала по сравнению с нормальной атмосферой над земной поверхностью, стремится к температуре поверхности Земли без атмосферы, то есть $T_2 \rightarrow 278.6$ К, что на 7.8 К меньше, чем T_0 . Это следует из того, что при степени черноты k_1 в оптическом диапазоне и k_2 – в инфракрасном в окрестности орбиты Земли сферическое небесное тело в равновесном состоянии под действием солнечного излучения нагревается до температуры:

$$T = \left(\frac{k_1 s}{4 k_2 \sigma} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (4)$$

где $s = 1367 \text{ Вт/м}^2$ – солнечная постоянная, $\sigma = 5.670 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ – постоянная Стефана-Больцмана (число 4 в знаменателе формулы (4) появляется из-за того, что площадь сферы, излучающей тепло, в 4 раза больше площади круга земного шара, поверхность которого нормальна потоку солнечного излучения).

В силу близости длин волн солнечного света и ближнего инфракрасного диапазона, соответствующего максимуму излучения при рассматриваемых температурах, в первом приближении можно считать, что $k_1 \approx k_2$, и средняя равновесная температура Земли без атмосферы оказывается равной $T_2 \approx 278.6 \text{ К}$. Таким образом, в первом приближении влияние земной атмосферы приводит к увеличению средней температуры Земли на 7.8 К , и стратосферный аэрозольный слой, нагреваемый солнечным излучением будет иметь температуру ниже, чем температура приземного слоя воздуха примерно на эту величину. В следующем разделе работы она будет уточнена.

Поэтому вводится эмпирическая поправка ΔT_2 , имеющая заметное значение только при больших энергиях:

$$\Delta T_2 = (T_0 - T_2) \theta^{\frac{3}{2}}, \quad (5)$$

которая при малых значениях θ пропорциональна энергии события E :

$$\theta \sim E$$

Она используется для учета парникового эффекта. При малых значениях энергии E эта поправка пренебрежимо мала.

В итоге получаем окончательное выражение для падения средней глобальной температуры:

$$\Delta T = \Delta T_1 + \Delta T_2 \quad (6)$$

При этом надо помнить, что положительные значения параметра ΔT дают величину снижения средней температуры приземного слоя атмосферы.

III. Определение эмпирических параметров модели и верификация расчетных формул

Предполагается, что формулы (2) – (6) справедливы для взрывных извержений стратовулканов, катастрофических импактов и, возможно, процессов типа «ядерной зимы», при которых в стратосферу выбрасываются огромные количества сажи.

Газ, выделяющийся из вулканов, на $50 - 85 \%$ состоит из водяного пара. Свыше 10% приходится на долю углекислого газа, около 5% составляет сернистый газ, $2 - 5 \%$ – хлористый водород и $0.02 - 0.05 \%$ – фтористый водород [8]. При наиболее вероятном варианте падения крупного метеороида – в океан, выбросы также в значительной мере будут состоять из водяного пара. Точное соотношение пара и минеральной компоненты при импакте будет зависеть от энергии метеороида и глубины океана в месте падения, так что априори об этом нельзя сказать что-либо вполне определенное. Если падение метеороида произойдет на твердую поверхность, то при той же его энергии объем выбросов в стратосферу окажется меньше, но они, в основном, будут состоять из мелкодисперсной минеральной пыли, которая должна создавать большее затемнение, чем водяной пар. Поэтому, в соответствии с положениями, описанными в книге [5], предполагается, что для всех подобных процессов величина эмпирического коэффициента η , в первом приближении, одинакова. Если же стратосферный отражающий слой создает сажа после сильных пожаров, то, вследствие много большего ее влияния на рассматриваемый процесс, а также того, что в этом случае энергия термоядерных взрывов используется в основном для запуска огненных штормов, которые и создают эти гигантские массы сажи, величина параметра η должна быть многократно меньше, и того же эффекта можно достичь при гораздо меньшей энергии процесса. Этот вариант развития событий в данной работе исключается из рассмотрения.

Так как известны сильные извержения вулканов в историческое время, для которых зарегистрированы достаточно определенные величины снижения средней глобальной температуры, для первых двух катастрофических процессов (извержений и импактов) значение параметра η можно определить экспериментально. По крайней мере, для двух сильных извержений – вулканов Пинатубо в 1991 году и Тамборы в 1815 году известны величины падения глобальной температуры с достаточной степенью определенности. В работе [9] на основании эффектов, создаваемых ударной волной в воздухе, были вычислены энергии взрыва вулканов Тамбора (1815) и Кракатау (1883). Они оказались равными 5.4 Гт и

1.09 Гт ТНТ соответственно. Сами вулканологи определяют величину вулканических катастроф, в основном, по V_v – объему выброшенных вулканических материалов – тефры, лавы и прочего. В оценках различных вулканологов всегда присутствует какой-то разброс, однако, консенсусные величины для случая этих двух вулканических катастроф в эквиваленте плотной горной породы (dense rock equivalent – DRE) получены вполне определенные – 100 км^3 и 20 км^3 соответственно [5, 10, 11]. Таким образом, оказалось, что их отношение с точностью в пределах 1 % согласуется с отношением энергий их взрывов, то есть

$$E \sim V_v$$

Поэтому, в первом приближении, при известном объеме материалов, выброшенных при вулканическом извержении, его энергию можно пересчитать с энергии извержения любого из этих двух вулканов. В качестве базовой величины далее будут использованы чуть округленные параметры взрыва Кракатау: $E = 1.1 \text{ Гт}$, $V_v = 20 \text{ км}^3$.

На первом этапе работы были проведены расчеты падения средней глобальной температуры для извержений Пинатубо и Тамбора по формулам (2) – (6) (объем выбросов вулкана Пинатубо составил $9.4 \pm 1.0 \text{ км}^3$ [12], так что энергия его извержения должна была составлять 0.47 ± 0.05 от энергии Кракатау). При этом параметр η варьировался, и методом наименьших квадратов была определена его величина, минимизирующая относительные отклонения снижения расчетной температуры ΔT при этих извержениях от наблюдаемого снижения температуры ΔT_e . Минимальная величина отклонения достигалась при $\eta = 46.0 \text{ Гт}^{2/3}$ и была равна 2.1 % (см. таблицу 1).

Таблица 1

N	Инцидент	E (Гт)	V_v (км ³)	θ	ΔT (К)	ΔT_e (К)
1	Пинатубо	0.52	9.4	0.0140	0.51	0.5
2	Тамбора	5.4	100	0.0647	2.47	2.5
3	Йеллоустоун	55	1000	0.2698	11.3	11.1

После этого к сравниваемым результатам были добавлены данные по предполагаемому извержению супервулкана Йеллоустон – сообщалось, что энергия этого извержения ожидается в 1000 раз больше, чем у извержения вулкана Св. Елена в 1980 году, а падение средней температуры на Земле составит 20° по Фаренгейту, то есть 11.1 К [13]. Как известно, объем выбросов при извержении Св. Елены составил 1.0 км^3 [14, 15]. Отсюда следует, что энергия извержения Йеллоустона должна быть в 50 раз больше, чем у Кракатау в 1883 году (см. последнюю строку таблицы 1). При этих условиях среднеквадратичное отклонение результатов в трех расчетных точках составило всего 1.9 % . Таким образом результаты теоретических расчетов по формулам (2) – (6) отлично согласуются с имеющимися натурными данными при значении параметра $\eta = 46.0 \text{ Гт}^{2/3}$.

На втором этапе работы было проведено сравнение результатов теоретических расчетов (ΔT) с данными, полученными с помощью программы EdGCM (ΔT^*), величина затемнения на входе в которую вычислялась по формуле (2), а время восстановления нормальной прозрачности атмосферы составляло 3 года. Расчеты при относительно малых уровнях энергии были проведены в тех же трех описанных в таблице 1 точках, к которым добавились еще три, относящиеся к извержениям вулканов Св. Елена, Эль Чичон и Кракатау [10, 11, 14 – 17]. Кроме того, к ним, при больших значениях энергии были добавлены еще четыре расчетные точки РТ-1 – РТ-4, см. таблицу 2. В таблице в шести точках приведены также все имеющиеся натурные или иные внешние данные по падению средней температуры (ΔT_e).

Таблица 2

N	Инцидент	E (Гт)	θ	ΔT (К)	ΔT^* (К)	ΔT_e (К)
1	Св. Елена	0.05	0.0029	0.11	–	0.1
2	Эль Чичон	0.27	0.0090	0.33	–	0.3
3	Пинатубо	0.52	0.0140	0.52	0.59	0.5
4	Кракатау	1.1	0.0229	0.86	0.92	0.87
5	Тамбора	5.4	0.0647	2.50	2.51	2.5
6	РТ-1	24	0.1655	6.75	6.45	–
7	Йеллоустоун	55	0.2698	11.5	11.3	11.1
8	РТ-2	140	0.4435	20.2	20.2	–
9	РТ-3	250	0.5780	27.5	27.9	–
10	РТ-4	330	0.6459	31.5	32.6	–

При этих расчетах методом наименьших квадратов была уточнена эмпирическая поправка ΔT_2 (см. формулу (5)). Наименьшее расхождение между расчетными значениями ΔT и ΔT^* были получены при разности $T_0 - T_2 = 9.4$ К, что на 1.6 К больше, чем для величины T_2 , полученной по формуле (4). То есть, равновесная температура Земли без атмосферы равна 277 К. Очевидно, что это связано с тем, что степень черноты Земли в инфракрасном диапазоне оказывается на 2.3 % больше, чем в оптическом. Поэтому значения падения температуры по формулам (2), (3), (5), (6) в трех, представленных в таблице 1 случаях, увеличились на 0.01 – 0.2 К. Минимальное среднеквадратичное отклонение расчетных результатов по шести точкам от Тамборы до РТ-4 составило 2.6 %.

В малых окрестностях точек Пинатубо и Кракатау численные расчеты проводились по 3 раза с некоторым варьированием задаваемой энергии извержений. Из них было получено, что существуют численные флуктуации в результатах программы EdGCM, и они составляют около ± 0.1 К. Поэтому в таблице 2 приведены средние по трем точкам значения падения температуры. Таким образом, влияние флуктуаций приводит к погрешностям численных данных в этих точках от 11 % до 20 %, поэтому их нецелесообразно использовать для оптимизации величины поправки $T_0 - T_2$. В точках Эль Чичон и Св. Елена величина погрешностей численного расчета из-за флуктуаций составляет уже от 30 % до 100 % от получаемых величин, поэтому такие расчеты там не проводились. С учетом величины флуктуаций в первых трех расчетных точках (Пинатубо, Кракатау, Тамбора) имеется полное согласование величин, полученных с помощью теоретического и расчетного методов.

Кроме того, выяснилось, что при энергии процесса больше 300 Гт устойчивые численные расчеты удавалось получать только на самом начальном этапе расчета, а на четвертом – пятом годах вычисления состояния атмосферы после катастрофы происходил аварийный останов программы EdGCM. При энергии катастрофического процесса, превышающей 445 Гт ($\theta \approx 0.72$) никакие расчеты по этой программе провести не удалось из-за ее неустойчивости. По мере нарастания неустойчивости численных расчетов стали накапливаться и расхождения ними и теоретическими данными. В последней условно устойчивой точке при энергии $E = 445$ Гт ТНТ результат численных расчетов превысил теоретический на 13.5 %. Из всего комплекса полученной информации сделан вывод, что при больших энергиях и, соответственно, затемнениях ($E > 300 - 330$ Гт, $\theta > 0.62 - 0.65$) данные, полученные с помощью программы EdGCM, становятся ненадежными, и использовать их нельзя.

В таблице 2 добавлена также натурная величина падения средней температуры при извержении Кракатау. По ней в имеющихся источниках существует огромный разброс, и вследствие этого казалось, что ничего полезного из них извлечь не удастся. Однако после того как эта температура была получена с помощью теоретического и расчетного методов, возникла мысль проанализировать эти «псевдо натурные данные». С помощью поисковика Google были найдены практически все имеющиеся в Интернете значения этого параметра. Всего нашлось 8 различных их значений в русскоязычном сегменте мировой сети и 7 – в англоязычном. Они находились в диапазоне от 0.15 К до 2 К. Однако, среднее значение падения температуры по этим 15 точкам оказалось равно 0.87 К, что трогательно согласуется с расчетными данными, см. таблицу 2. Результаты расчета по формулам (2), (3), (5), (6) также хорошо согласуются и с экспериментальными данными по извержениям вулканов Св. Елена и Эль Чичон. Среднеквадратичное отклонение теоретических и натуральных данных из таблицы 2 по четырем точкам от Пинатубо до Йеллоустоуна при уточненной величине поправки на величину снижения температуры ΔT_2 также составило 2.6 %.

На рис. 1 показана кривая, рассчитанная по формулам (2), (3), (5), (6) при $\eta = 46.0$ и $T_0 - T_2 = 9.4$ К, где по оси ординат отложен параметр $\lg(1 + E/E_0)$, $E_0 = 1.0$ Гт. Первые две точки на кривой – натурные значения падения температуры при извержении Св. Елены и Эль Чичона, а далее – расчетные величины от Пинатубо до РТ-4 включительно, полученные по программе EdGCM. Все эти данные представленные в строках 1 – 10 таблицы 2. В пределе, когда энергия стремится к бесконечности, максимальное падение средней температуры на поверхности Земли составляет 55.0 К. С точностью до 0.05 К это достигается при энергии процесса $E = 7560$ Гт и затемнении $\theta = 0.9998$.

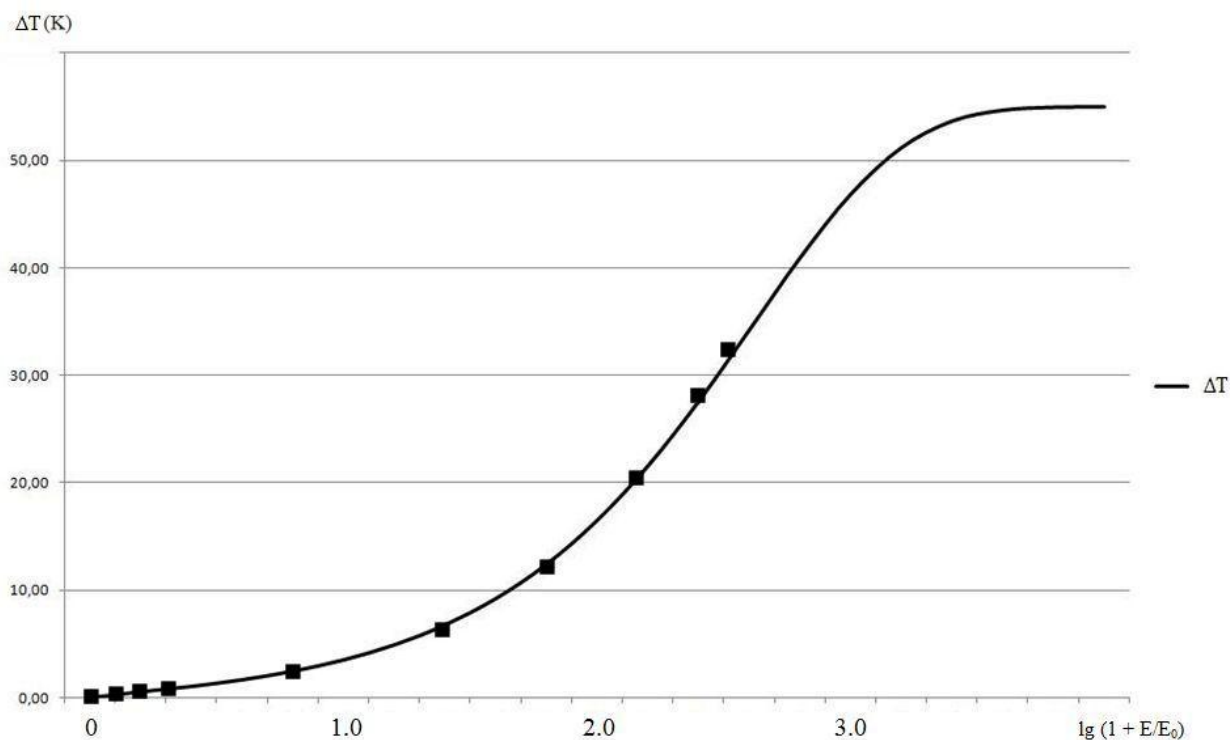


Рис. 1

Отметим, что график падения средней глобальной температуры по логарифму энергии процесса на рис. 1 по существу – типичная s-образная кривая, характерная для многих переходных процессов.

IV. Региональные изменения температуры Земли при вулканических извержениях

Рассмотрим теперь региональные изменения температуры Земли на первый и второй годы после катастрофы, когда аномалии температур максимальны, для двух реальных и одного гипотетического случаев извержения вулканов. Эти результаты были получены по программе Ed GCM.

На рис. 2 показана карта распределения среднегодовых температурных аномалий приземного слоя воздуха после извержения Пинатубо в 1991 году в первый год после катастрофы, а на рис. 3 – во второй.

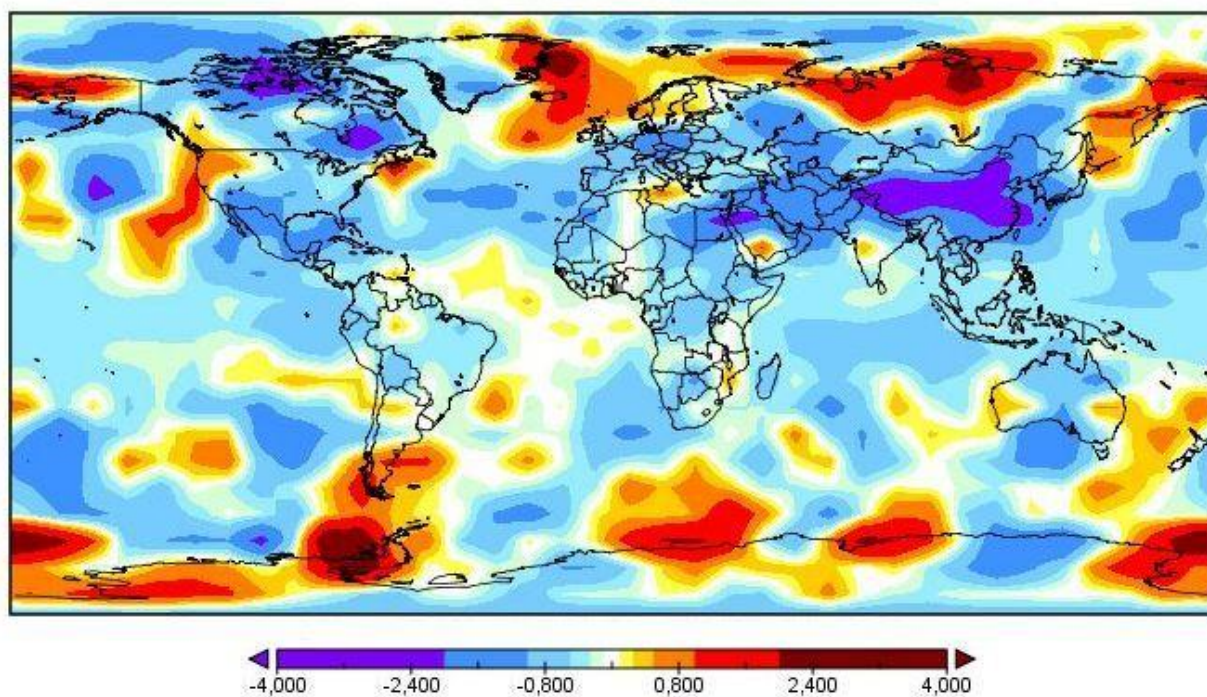


Рис. 2

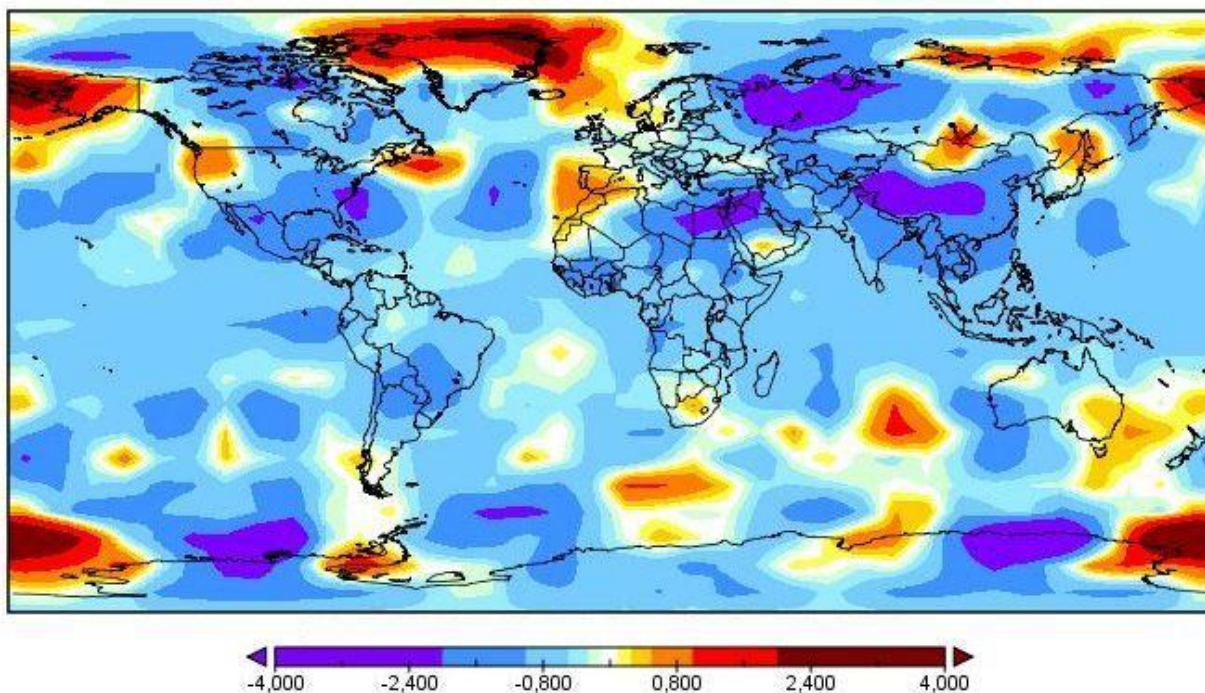


Рис. 3

На рис. 4, 5 продемонстрированы распределения среднегодовых аномалий температуры приземного слоя воздуха на первый и второй годы после извержения Тамборы. По этим четырем картам мы можем видеть большую мозаичность изменений температуры из-за вулканических извержений, приводящую не только к региональным похолоданиям, но даже и к потеплениям. По этим картам и таблице 3 видно, что среднегодовые региональные аномалии (ΔT_{\min} и ΔT_{\max}) по модулю намного больше, чем изменение глобальной температуры (ΔT_g), причем во второй год они почти всегда сильнее, чем в первый. Расчеты показали, однако, что месячные аномалии наиболее экстремальны в первый год после события. Так, после извержения Тамборы максимальное региональное месячное похолодание в июне, то есть летом в северном полушарии, достигает -15.7 К. При этом максимальное потепление составляет 8.8 К.

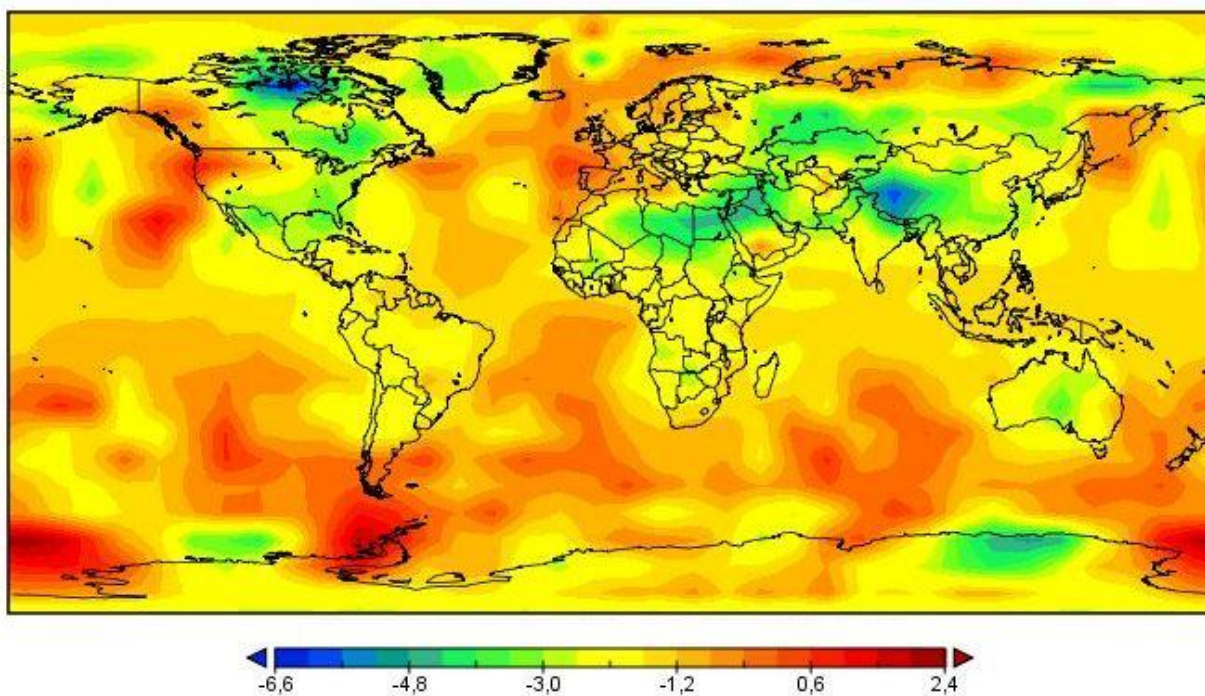


Рис. 4

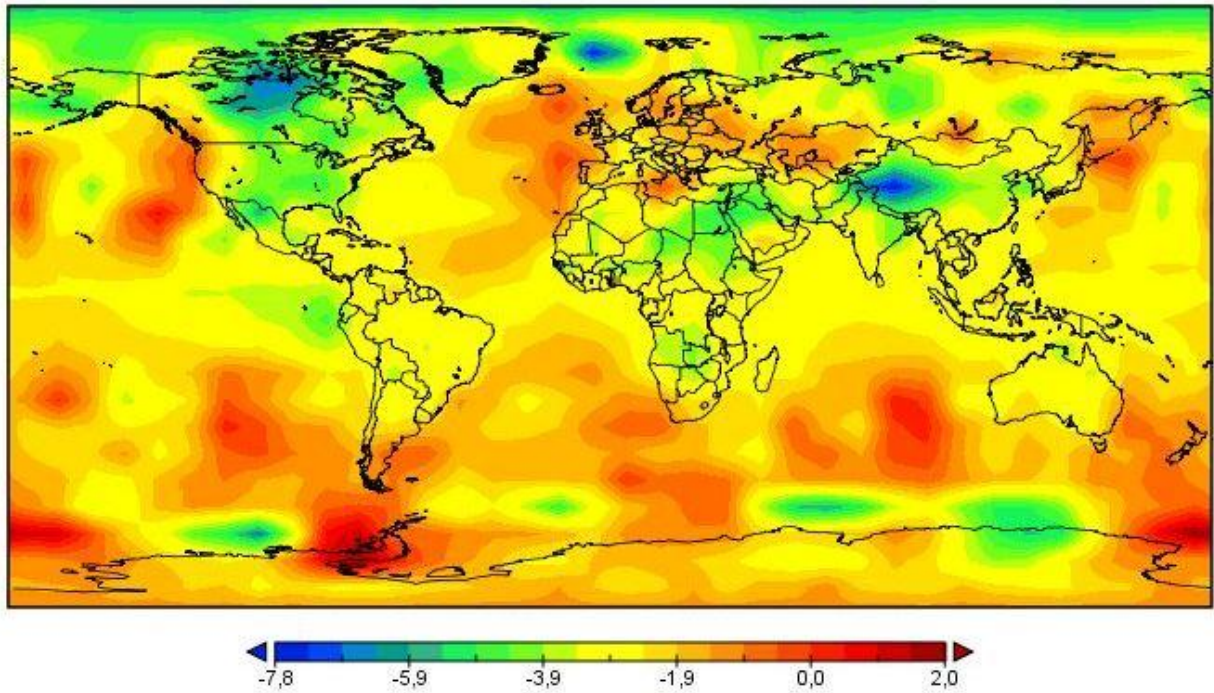


Рис. 5

Зоны максимальных региональных похолоданий концентрируются, как и следовало ожидать, на материках или в их ближайших окрестностях из-за большой тепловой инерции океана. Можно отметить, что относительные потепления происходят, как правило, в полярных областях планеты. Максимальные отклонения среднегодовых региональных экстремумов от глобальной аномалии температуры в этих двух рассматриваемых случаях доходят до 6 К, а для значительно более мощного гипотетического извержения супервулкана Йеллоустоун – до 13.5 К, см. таблицу 3. При малых энергиях глобальные аномалии температуры в первый и второй годы после события различаются слабо, в пределах численных флуктуаций, но когда энергия процесса составляет десятки гигатонн в тротиловом эквиваленте, их разница становится несколько более заметной.

Таблица 3

N	Событие	Первый год			Второй год		
		ΔT_g (К)	ΔT_{min} (К)	ΔT_{max} (К)	ΔT_g (К)	ΔT_{min} (К)	ΔT_{max} (К)
1	Пинатубо	-0.58	-3.93	3.79	-0.59	-5.30	5.23
2	Тамбора	-2.41	-6.55	2.37	-2.51	-7.85	2.01
3	Йеллоустоун	-10.6	-18.8	-0.85	-11.3	-24.8	-3.96

Рисунок 4 соответствует 1816 году – «году без лета» в Северной Америке и Европе, и за исключением, может быть, крайнего запада Европы расчеты, в целом соответствуют историческим хроникам, особенно для Америки. Сообщалось, в частности, что в американский национальный праздник 4 июля 1816 года в субтропической Саванне (штат Джорджия) температура была ниже 8°C при среднем минимуме июля 23°C [3], то есть она упала от нормальной нижней границы июля примерно на величину расчетной максимальной летней месячной аномалии, что показывает хотя бы качественное согласование расчетных и натуральных данных. При этом, судя по рис. 4, среднегодовое падение температуры в Саванне в 1816 году составляло около 4 К, что в 1.5 раза больше, чем в среднем по Земле.

При общем снижении температуры Земли примерно на 11 К, как при предполагаемом извержении Йеллоустоуна, уже не возникает зон повышения температуры – даже при самых относительно «теплых» аномалиях температура только падает (см. рис. 6 и таблицу 3). При таком уровне катастрофичности процесса региональные аномалии, в основном, определяются тепловой инерцией океана, и, поэтому, все более-менее относительно теплые зоны располагаются практически только над ним. Исключением являются только область холодного Антарктического циркумполярного течения, крупнейшего на Земле, и превышающего по расходу Амазонку в 700 раз, и, отчасти, экваториальная зона вблизи тихоокеанского побережья Южной Америки (зона Южной осцилляции), омываемая северным ответвлением Антарктического течения – Перуанским течением [18 – 21]. При этом аномальное выхолаживание Антарктиды оказывается меньше, чем Арктики, Америки, Сибири и Африки.

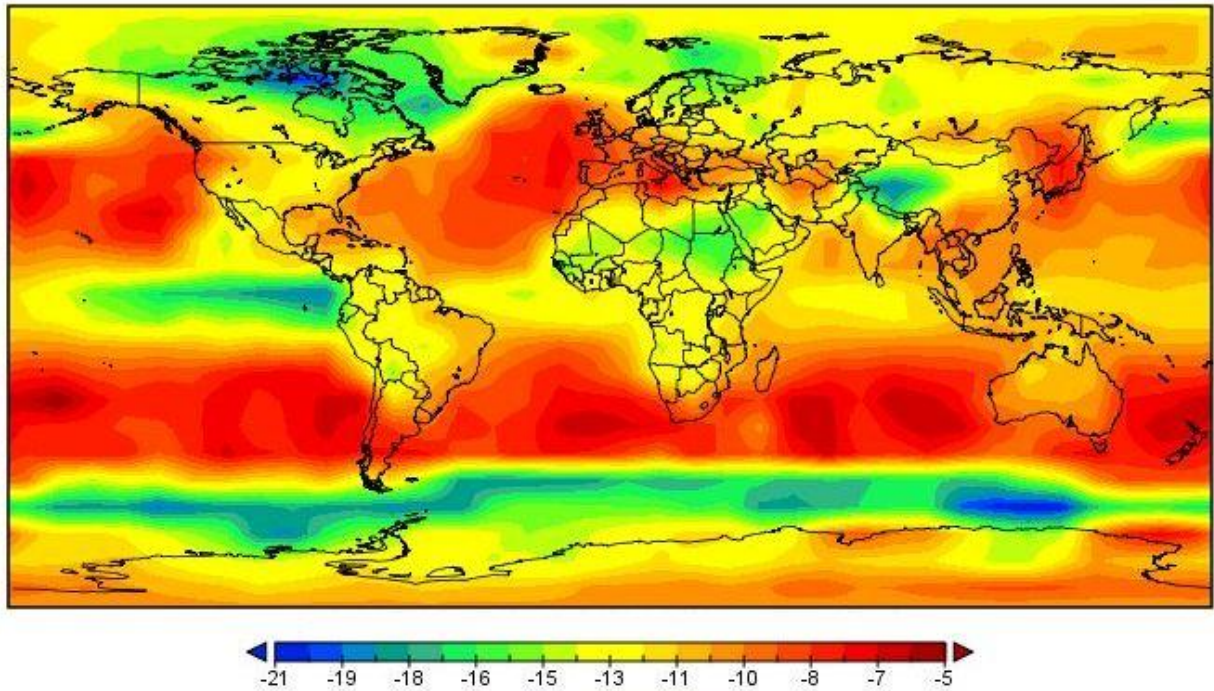


Рис. 6

Обычная освещенность летом в средних широтах в полдень $I_{\max} \approx 17 \cdot 10^3$ лк (люкс), а в облачную погоду – $I \approx 12 \cdot 10^3$ лк [22]. Тогда изменение средней суточной температуры приземного слоя воздуха над локальным участком Земли в средних широтах, можно в первом приближении оценить по следующей формуле:

$$\Delta T_3 \approx T_0 \left\{ \left[1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{2}{3} \left(\frac{I_{\max}}{I} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{4}} - 1 \right\} \quad (7)$$

В выражении (7) предполагается, что отношение освещенностей в обычную и облачную погоду сохраняется в светлое время в течение 2/3 суток и половина потери прямого солнечного излучения компенсируется переизлучением облаков в инфракрасном диапазоне, а установившаяся температура, как всегда, пропорциональна корню четвертой степени от падающего на поверхность потока энергии. Отсюда при средней температуре $T_0 = 286.4$ К, получаем, что $\Delta T_3 \approx 9.5$ К – оценку порядка величины максимального повышения температуры в центре антициклона летом при нормальных атмосферных условиях.

Зимой же, когда прямое солнечное облучение относительно мало, и температура таких земных зон поддерживается, в основном, путем теплообмена с океаном и более теплыми областями земной атмосферы, наоборот, экранирование инфракрасного излучения земной поверхности облаками, приносимыми циклонами, приводит к повышению температуры приземного слоя воздуха. Можно ожидать, что в центре циклона максимально возможное повышение температуры зимой будет по порядку величины таким же как в центре антициклона летом, то есть на уровне 10 К. Именно поэтому при не слишком сильном снижении глобальной прозрачности атмосферы возникают региональные зоны, где температура после катастрофы малого или умеренного масштабов возрастает. Тогда, в основном, повышения температуры должны происходить не только над океанами – аккумуляторами тепла, но и в приполярных областях, при большем выхолаживании тропиков, что, в целом, согласуется с данными региональных аномалий температуры, представленных на рис. 2 – 6. Отсюда, кстати, также следует, что максимальное снижение температуры при катастрофе происходит летом, что и было замечено после извержения вулкана Тамбора в 1816 году.

Выводы

1. Предлагаемый простой полуэмпирический метод расчета падения глобальной температуры в зависимости от энергии катастрофического процесса, вызывающего снижение прозрачности атмосферы, дает результаты, хорошо согласующиеся с натурными и численными данными.
2. Предельное падение глобальной температуры при полном затемнении атмосферы составляет около 55 К.

3. Имеется большая мозаичность изменений региональных температур при рассматриваемых катастрофических процессах, особенно при относительно небольших энергиях катастрофы.

Литература

1. Earth's energy budget. NASA // http://science-edu.larc.nasa.gov/energy_budget/pdf/ERB-poster-combined-update-3.2014.pdf
2. A. Henderson-Sellers, K. McGuffie – The Future of the World's Climate. *Elsevier, Oxford*, 2012.
3. D. V. Hout – A Chronology of Notable Weather Events, 2011 // <http://www.breadandbutter-science.com/climatehistory.pdf>
4. EdGCM. Educational Global Climate Modeling. *Columbia University* // <http://edgcm.columbia.edu/>
5. Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра, под ред. Б. М. Шустова, Л. В. Рыкловой. Москва, Физматлит, 2010 // <http://premiaprosvetitel.ru/booksauthors/view/?79>
6. 1980 eruption of Mount St. Helens. *Wikipedia* // https://en.wikipedia.org/wiki/1980_eruption_of_Mount_St._Helens
7. К. С. Шифрин – Оптическая толщина. *Физическая энциклопедия* // http://www.physicum.narod.ru/vol_3/443.pdf
8. Вулканические продукты. *Вулканы* // <http://files.school-collection.edu.ru/dlrstore/4bf92c3a-e614-0c97-8a56-0124c18819df/1002064A.htm>
9. Ю. И. Лобановский – Акустические способы оценки энергии мощных взрывов. *Synerjetics Group*, 20.07.2013 – 10.02.2014 // <http://synerjetics.ru/article/acoustics.htm>
10. Y. Poslawsky – Vulkanisme in Indonesië. *GEA Kring Rijnland*, 25 Okt. 2011 // <http://rijnland.gea-geologie.nl/sites/default/files/2011-10-25-Indonesie.pdf>
11. Вулканы. *Дайджест – Промышленная безопасность* // <http://ru-safety.info/term/7064/>
12. Mountain Geomorphology, ed. by P. N. Owens and O. Slaymaker. *Taylor & Francis*, 2004.
13. M. Snyder – Could an Eruption of the Yellowstone Supervolcano Destroy the United States as we know it? *End of the American Dream*, 11 Feb. 2011 // <http://endoftheamericandream.com/archives/could-an-eruption-of-the-yellowstone-supervolcano-destroy-the-united-states-as-we-know-it>
14. Mount St. Helens. *Quizlet* // <https://quizlet.com/83609237/mount-st-helens-flash-cards/>
15. R. L. McConnell, D.C. Abel – Environmental Geology Today. *Jones & Bartlett Learning*, 2015 // https://books.google.ru/books?id=sW4rAQAAQBAJ&pg=PA118&lpg=PA118&dq=Mount+St.+Helens+%221+km3%22&source=bl&ots=Nmrtg0ndil&sig=mD86P_OcInz7FRt2CWXiUfoz-ac&hl=en&sa=X&ved=0ahUKewiOi7uP6YrKAhUEfHfIKHeenCQ0Q6AEIQTAN#v=onepage&q=Mount%20St.%20Helens%20%221%20km3%22&f=false
16. W. I. Rose, A. J. Durant – El Chichon volcano, April 4, 1982: volcanic cloud history and fine ash fallout. *Natural Hazards*, **51**, Issue 2, November 2009 // <http://link.springer.com/article/10.1007%2Fs11069-008-9283-x#page-1>
17. Aerosols – Science and Technology, ed. by I. Agranovski. *WILEY-VCH*, 2006 // <https://books.google.ru/books?id=Yw7KVHxeNuQC&pg=PT386&dq=%22El+Chichon%22++erupted+km3&hl=ru&sa=X&ved=0ahUKewju76rQsdHJAhUDEiwKHVE8BV0Q6AEIKjAC#v=onepage&q=%22El%20Chichon%22%20erupted%20km3&f=false>
18. Антарктическое циркумполярное течение. *Wikipedia* // https://ru.wikipedia.org/wiki/Антарктическое_циркумполярное_течение
19. Перуанское течение. *Wikipedia* // https://ru.wikipedia.org/wiki/Перуанское_течение
20. В. Г. Кочина – Океанические течения: погода на конвейере. «*Вокруг света*», Июль 2011 // <http://www.vokrugsveta.ru/vs/article/7452/>
21. Амазонка. *Wikipedia* // <https://ru.wikipedia.org/wiki/Амазонка>
22. Освещённость. *Wikipedia* // <https://ru.wikipedia.org/wiki/Освещённость>

Москва,
20.01.2016