

Таблица. Палеомагнитные направления и полюсы пород верхоленской свиты (верхнее течение р. Лена)

№	Обнажение	N/R	n	Dcp, °	Jcp, °	k, ед. СИ	α_{95} , °	Φ , °	Λ , °	dp/dm, °	fm, °
1	1	N	27	349	10	18.0	6.7	-40	120	3.4/6.8	-5
2	1	R	29	166	-6	14.9	7.2	-37	123	3.6/7.2	-3
3	2	N	22	345	13	21.6	6.8	-41	125	3.5/6.9	-7
4	3	R	19	155	-9	29.8	6.2	-36	137	3.2/6.3	-5
5	4	R	14	167	-9	35.6	6.8	-39	122	3.5/6.9	-5
6	6	N	15	320	16	32.8	6.8	-34	155	3.6/7.0	-8
7	6	R	8	149	5	12.6	16.3	-28	141	8.2/16.3	3
8	7	N	22	338	15	10.0	10.3	-40	135	5.4/10.6	-8
9	7	R	14	161	-4	12.3	11.8	-35	129	5.9/11.8	-2
10	Сводное по N		4s	338	14	41.6	14.4	-39	134	7.5/14.7	-7
11	Сводное по R		5s	159	-5	76.2	8.8	-35	132	4.4/8.8	-3
12	СВОДНОЕ		9s	159	-9	52.3	7.2	-37	132	3.7/7.3	-5

n – количество образцов, участвующих в статистике. **N/R** – прямая/обратная полярность векторов ЕОН; **s** – статистика на уровне сайтов. Параметры группировки векторов характеристической ЕОН: склонение – **Dcp**, наклонение – **Jcp**, кучность – **k** и овал доверия – **α_{95}** . Палеомагнитный полюс: широта – **Φ** , долгота – **Λ** , доверительные интервалы – **dp/dm** и палеоширота – **fm**.

1. *Палеомагнитология*. Авт.: Храмов А.Н., Гончаров Г.И., Комиссарова Р.А., Писаревский С.А., Погарская И.А., Ржевский Ю.С., Родионов В.П., Слауцитайс И.П. Под ред. Храмова А.Н. – Л.: Недра, 1982. – 312 с.
2. *Печерский Д.М., Диденко А.Н.* Палеоазиатский океан: петромагнитная и палеомагнитная информация о его литосфере. М.: ОИФЗ РАН, 1995, 298 с.
3. *Smethurst, M.A., Khramov, A.N., Torsvik, T.H.* 1998. The Neoproterozoic and Palaeozoic palaeomagnetic data for the Siberian Platform: From Rodinia to Pangea. Earth-Science Reviews, v. 43, p. 1-24.
4. *Tarling D.H., Hrouda F.* The magnetic anisotropy of rocks. London, Chapman&Hall, 1993, 217 p.
5. *Kravchinsky V.A., K.M. Konstantinov, J.-P. Cogne.* Paleomagnetic study of the Vendian - Early Cambrian aged rocks of South Siberia and Central Mongolia: Was the Siberian platform assembled at this time? Precambrian Research, 2001, p. 61-92.
6. *Мазукабзов А.М., Гладкочуб Д.П., Донская Т.В., Станевич А.М., Диденко А.Н., Бибикина Е.В., Водовозов В.Ю., Казанский А.Ю., Курнозова Т.И., Козаков И.К., Константинов К.М., Кочнев Б.Б., Метелкин Д.В., Ота Т., Немеров В.К., Постников А.А., Юлдашев А.А., Пономарчук В.А.* Эволюция южной части Сибирского кратона в докембрии. Науч. ред Е.В.Скляров; Рос. Акад. Наук, Сиб. отд-ние, Ин-т земной коры и др. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2006. – 367 с. – (Интеграционные проекты СО РАН; Вып.11).

О МАГНИТНОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПАЛЕОНАПРЯЖЕНИЙ

Л.Л. Афремов, Ю.В. Кириенко

Дальневосточный государственный университет, Владивосток, (afremov@mail.dvgu.ru)

Экспериментальные исследования влияния одноосного механического воздействия на магнитные характеристики естественных и искусственных материалов (например, [1–5]) позволяют выделить следующие характерные особенности:

1. Согласно [1; 2], в пределах упругих деформаций ($-\sigma_T \leq \sigma \leq \sigma_T$), увеличение растяжения приводит к росту начальной восприимчивости (проницаемости) и остаточной намагниченности насыщения до максимума и последующему спаду до некоторого предела. Сжатие монотонно уменьшает обе характеристики до значений, существенно меньших предельных значений при $\sigma = \sigma_T$. При упругом растяжении коэрцитивная сила вначале уменьшается до небольшого по величине минимума, а затем монотонно возрастет до $H_c(\sigma_T)$, в то время как упругое сжатие приводит к монотонному увеличению до $H_c(-\sigma_T) > H_c(\sigma_T)$.

2. Магнитные характеристики пластически деформированных материалов существенно зависят от того, находятся ли они в нагруженном, либо в разгруженном состояниях (см., например, [1; 2]). Так с ростом растягивающей пластической деформации начальная восприимчивость и остаточная намагниченность насыщения стали уменьшаются, а коэрцитивная сила увеличивается. Причем как в нагруженном, так и в разгруженном состояниях эти характеристики слабо зависят от σ , за исключением области малых пластических деформаций, в которой, в разгруженном состоянии они меняются достаточно быстро [2].

3. С ростом предварительных пластических деформаций стали, положение максимума σ_{max} на кривой зависимости остаточной намагниченности насыщения от упругих напряжений, практически совпадающее с положением минимума σ_{min} на подобной кривой зависимости коэрцитивной силы, смещается в область больших значений [3; 4].

Сформулированные выше закономерности хорошо описываются в рамках теории смещения доменных границ [1–6], одним из следствий которой является вывод о том, что положение максимума на кривых $I_T(\sigma)$ и $\chi(\sigma)$ определяются остаточными напряжениями: $\sigma_{max} = \sigma_T$. Нами будет показано, что детальное объяснение отмеченных закономерностей влияния механических воздействий на начальную восприимчивость и гистерезисные характеристики материалов, магнитные свойства которых представлены однодоменными или близкими к ним по размерам частицами, может быть получено и на основе механизма вращения магнитного момента частицы.

Воспользуемся следующей моделью: рассматривается система включенных в немагнитную матрицу N однодоменных невзаимодействующих частиц, имеющих форму вытянутых эллипсоидов вращения, длинные оси которых распределены хаотически. Ось кристаллографической анизотропии каждой частицы совпадает с длинной осью эллипсоида, а одноосные напряжения приложены под углом β к оси анизотропии. Кроме того, полагается, что выполняются условия магнитной одноосности для кристаллографически многоосных частиц [7].

Во внешнем магнитном поле H , параллельном оси напряжений, магнитный момент частицы отклоняется от эффективной оси на угол α , который можно определить из условия равновесия:

$$dF/d\alpha = KI_z^2(\cos\alpha \sin\alpha - h_1 \cos\alpha + h_2 \sin\alpha) = 0, \quad (1)$$

где F – свободная энергия магнитного момента частицы:

$$F = F(I_z^2) - \frac{1}{2}KI_z^2 \cos 2\alpha - HI_z \cos(\beta - \alpha - \gamma), \quad (2)$$

K – эффективная константа анизотропии, γ – угол между длинной осью и осью эффективной анизотропии:

$$K = k \sqrt{\left(1 + \frac{\Lambda_1 \sigma}{k} \cos 2\beta\right)^2 + \left(\frac{\Lambda_2 \sigma}{k} \sin 2\beta\right)^2}, \quad \gamma = \frac{1}{2} \arctan \frac{\Lambda_2 \sin 2\beta}{k + \Lambda_1 \cos 2\beta}, \quad (3)$$

$$\Lambda_2 = \left\{ \frac{(\lambda_1 - \lambda_2)/I_s^2}{3\lambda_{100}/I_s^2}, \quad \Lambda_1 = \left\{ \frac{\lambda_4/I_s^2}{3\lambda_{111}/I_s^2}, \quad k = \left\{ \frac{k_N + |k_A| + (\lambda_1 - \lambda_2)\sigma/I_s^2}{k_N + |k_A|} \right. \right. \right. \quad (4)$$

в верхней строчке формулы (4) представлены константы одноосного, в нижней – многоосного кристалла кубической симметрии, k_A и k_N – безразмерные константы кристаллографической и анизотропии формы соответственно, $\lambda_1, \dots, \lambda_4$ и $\lambda_{100}, \lambda_{111}$ – константы магнитоэстроки, I_s – спонтанная намагниченность, положительным значениям σ соответствуют растягивающие, отрицательным – сжимающие напряжения,

$$h_1 = \frac{h \sin(\beta - \gamma)}{\sqrt{\left(1 + \frac{\Lambda_1 \sigma}{k} \cos 2\beta\right)^2 + \left(\frac{\Lambda_2 \sigma}{k} \sin 2\beta\right)^2}}, \quad h_2 = \frac{h \cos(\beta - \gamma)}{\sqrt{\left(1 + \frac{\Lambda_1 \sigma}{k} \cos 2\beta\right)^2 + \left(\frac{\Lambda_2 \sigma}{k} \sin 2\beta\right)^2}}, \quad h = \frac{H}{kI_s}.$$

Дальнейший анализ плотности свободной энергии (2) показывает, что при $h_1^2 + h_2^2 < 1$ возможны два равновесных состояния: устойчивое для $0 \leq \alpha_0 < \pi/2$ и метастабильное для $\pi/2 \leq \alpha_\pi < \pi$. В области $h_1^2 + h_2^2 \geq 1$ реализуется лишь первое состояние. Кривая

$$h(\beta, \sigma) = \frac{K}{k \left[(\cos \beta)^{\frac{2}{3}} + (\sin \beta)^{\frac{2}{3}} \right]^{\frac{3}{2}}} \quad (5)$$

делит представленную на рис. 1 фазовую диаграмму $\{h_1, h_2\}$ на две области: внутренняя соответствует двум, а внешняя – одному равновесному состоянию.

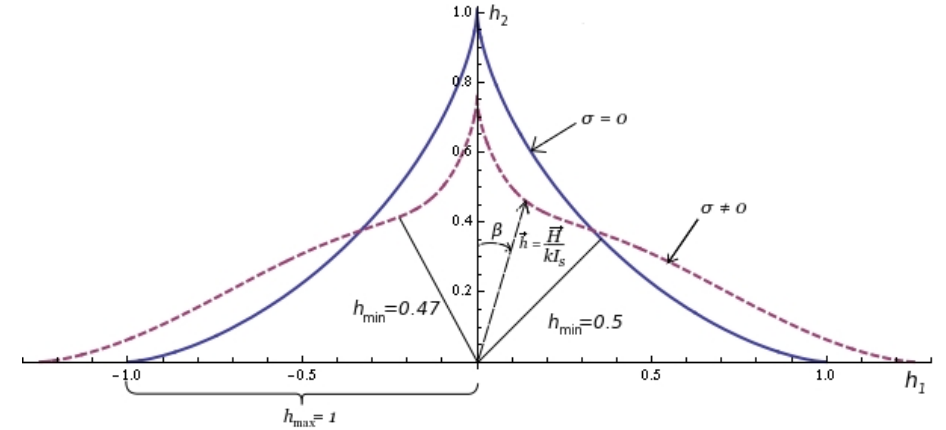


Рис. 1. Диаграмма устойчивых и метастабильных состояний магнитного момента частицы

Очевидно, что намагничивание системы частиц в поле $0 \leq h < h_{\min}(\sigma)$ ($h_{\min}(\sigma)$ – поле, ниже которого возможны только два равновесных состояния (рис. 1), должно осуществляться за счет поворота магнитного момента частицы к направлению магнитного поля независимо от того, находится ли он в устойчивом, либо метастабильном состоянии. В интервале $h_{\min}(\sigma) \leq h \leq h_{\max}(\sigma)$ ($h_{\max}(\sigma)$ – поле, выше которого реализуется лишь одно равновесное состояние (рис. 1), происходит не только поворот, но и переход магнитных моментов из метастабильного состояния в устойчивое, что должно привести к существенному увеличению намагниченности. И, наконец, при $h > h_{\max}(\sigma)$ процесс намагничивания реализуется за счет приближения магнитных моментов частиц к направлению магнитного поля – кривая выходит на насыщение.

Воспользовавшись выражениями для начальной восприимчивости

$$\chi(\sigma) = \frac{3}{2} \chi_0 \int_0^{\pi/2} \alpha_0 \sin(\beta - \gamma) \sin \beta d\beta \quad (6)$$

и остаточной намагниченности насыщения

$$I_{rs} = cI_s \int_0^{\pi/2} \cos(\beta - \gamma) \sin \beta d\beta, \quad (7)$$

можно построить зависимость χ и I_{rs} от механических напряжений (рис. 2). Здесь $\chi_0 = 2c/3k$ – начальная восприимчивость в отсутствии напряжений, $\alpha_0 \approx h_1 \ll 1$ – приближенное решение уравнения (1), c – объемная концентрация магнетика.

Увеличение восприимчивости и остаточной намагниченности с ростом растяжения (рис. 2) вплоть до $\sigma_m = k/\Lambda_1$ связано с поворотом эффективной оси (см. выражение (3)) к направлению магнитного поля. При $\sigma \geq k/\Lambda_1$ эффективные оси частиц с $0 < \beta < \pi/4$ ориентируются по отношению к полю H под углом $\delta = \beta - \gamma \leq \pi/4$, а оси частиц с $\pi/4 < \beta < \pi/2$ – под углом $\delta > \pi/4$: восприимчивость и остаточная намагниченность достигают максимума. Дальнейшее

увеличение растяжения приведет к увеличению β для частиц с $\pi/4 < \beta < \pi/2$ соответствует уменьшению проекции намагниченности a , следовательно, и рассматриваемых характеристик. Рост сжатия приводит к увеличению угла между эффективной осью и магнитным полем и, соответственно, уменьшению как восприимчивости, так и остаточной намагниченности насыщения. Описанные особенности теоретических кривых $\chi(\sigma)$ и $I_{rs}(\sigma)$ качественно согласуются с экспериментальными [1; 2].

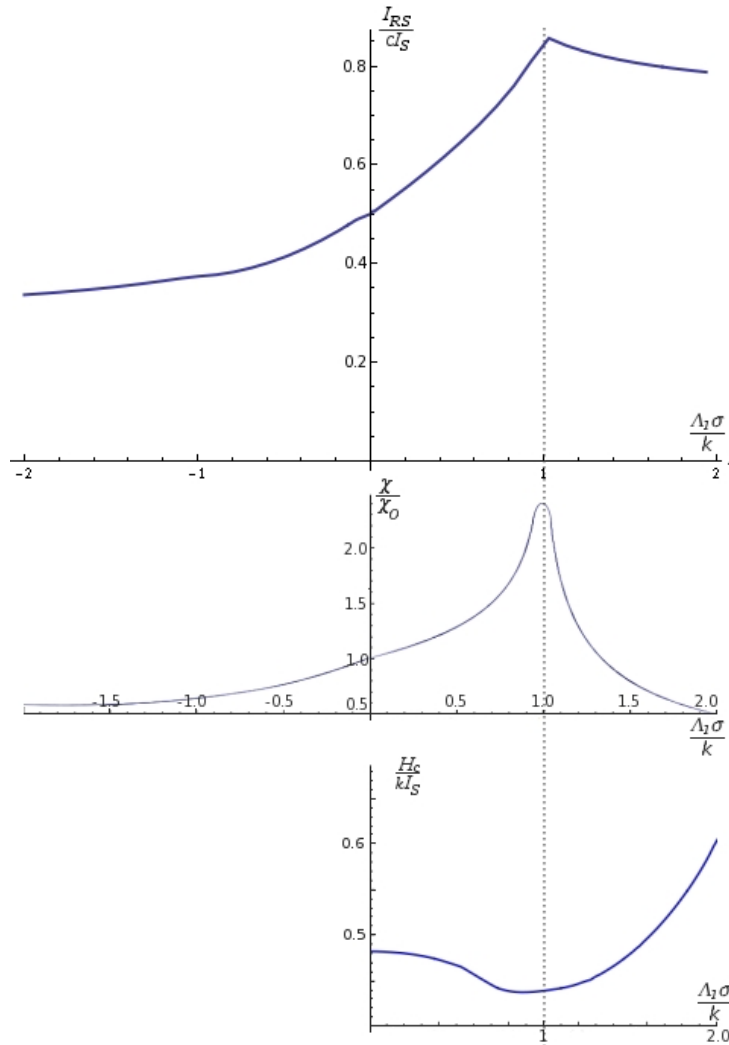


Рис 2. График зависимости остаточной намагниченности насыщения, начальной восприимчивости и коэрцитивной силы от напряжений.

Отметим также, что немонотонность поведения коэрцитивной силы связана с зависимостью индивидуальной коэрцитивной силы перемангничивания H_0 части-

цы от механических напряжений. Действительно, воспользовавшись выражением (5), получаем, что индивидуальная коэрцитивная сила достигает минимума

$$H_{0 \min} = k I_S \frac{|p \sin 2\beta|}{\left[(\cos \beta)^{\frac{2}{3}} + (\sin \beta)^{\frac{2}{3}} \right]^{\frac{3}{2}} \sqrt{\cos^2 2\beta + p^2 \sin^2 2\beta}} \quad (8)$$

при

$$\sigma_{\min} = -\frac{k \cos 2\beta}{\Lambda_1 (\cos^2 2\beta + p^2 \sin^2 2\beta)}, \quad p = \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}. \quad (9)$$

Сравнивая соотношение (8), определяющее положение минимума индивидуальной коэрцитивной силы $\sigma_{\min}$ с выражением для положения максимума остаточной намагниченности насыщения и начальной восприимчивости $\sigma_{\max} = -k \cos 2\beta / \Lambda_1$, нетрудно заметить, что для материалов, магнитоотрицательных, следует равенство $\sigma_{\max} = \sigma_{\min}$. Эксперименты на образцах сталей [4], константы магнитоотрицательности которых одинаковы, подтверждают данное соотношение.

В рамках используемой в данной работе модели, влияние пластических деформаций на процесс намагничивания в нагруженном состоянии качественно не отличается от влияния упругих деформаций, в то время как в разгруженном состоянии намагничивание в областях упругих и пластических напряжений существенно различается. В разгруженном после пластических деформаций состоянии частицы находятся в поле одноосных остаточных напряжений σ_r , которые приводят одноосной магнитной анизотропии с константой $k_r = \Lambda_1 \sigma_r$. В присутствии внешних напряжений, приложенных в направлении σ_r , индивидуальная коэрцитивная сила H_0 определяется эффективной константой анизотропии (см. [7])

$K = \sqrt{k_r^2 + 2k_r K_1 \cos(2\beta - \Psi_0) + K_1^2}$, где K_1 и Ψ_0 – задаются формулами (3), а положение эффективной оси:

$$\gamma = \frac{1}{2} \arctan \frac{(k_r + \Lambda_2 \sigma) \sin 2\beta}{k + (k_r + \Lambda_1 \sigma) \cos 2\beta}. \quad (10)$$

В этом случае положение минимума индивидуальной коэрцитивной силы

$$\sigma_{\min} = -\frac{k_r + k \cos 2\beta}{\Lambda_1 (\cos^2 2\beta + p^2 \sin^2 2\beta)} = -\frac{\sigma_r + \frac{k}{\Lambda_1} \cos 2\beta}{\cos^2 2\beta + p^2 \sin^2 2\beta} \quad (11)$$

и ее минимальное значение

$$H_{0 \min} = k I_S \frac{|p \sin 2\beta| \sqrt{p^2 - (p^2 - 1)(\cos^2 2\beta + p^2 \sin^2 2\beta)} k_r}{p \left[(\cos \beta)^{\frac{2}{3}} + (\sin \beta)^{\frac{2}{3}} \right]^{\frac{3}{2}} \sqrt{\cos^2 2\beta + p^2 \sin^2 2\beta}} \quad (12)$$

зависят от остаточных напряжений. Причем если $\sigma_{\min}$ должно возрастать (па-

дать) с увеличением сжимающих (растягивающих) остаточных напряжений, то зависимость $H_0 \min$ от σ_r определяется отношением констант магнитострикции p . Так при $p = 1$ выражение (12) переходит в (8). Если $p > 1$, то с ростом остаточных напряжений минимальное значение индивидуального критического поля ведет себя подобно $\sigma_{\min}$, и обратным образом при $p < 1$.

Положение максимума начальной восприимчивости и остаточной намагниченности насыщения можно определить из выражения (10):

$$\sigma_{\max} = -\frac{k_r + k \cos 2\beta}{\Delta_1} = -\sigma_r - \frac{k}{\Delta_1} \cos 2\beta. \quad (13)$$

Также как и в отсутствии остаточных напряжений, при $p = 1$ положение минимума H_0 (11) совпадает с положением максимума $\chi(\sigma)$ и $I_{T2}(\sigma)$: $\sigma_{\min} = \sigma_{\max}$.

Воспользовавшись достаточно обоснованной гипотезой Кулеева с соавторами [2; 3] о сжимающих остаточных напряжениях, возникающих при растягивающих пластических деформациях, можно объяснить описанные выше закономерности. Действительно, резкое уменьшение начальной восприимчивости и остаточной намагниченности насыщения при увеличении коэрцитивной силы в разгруженном состоянии по сравнению с поведением этих характеристик в нагруженном [2] связано с действием сжимающих остаточных напряжений (рис. 2) в разгруженном состоянии, в отличие от растягивающих (рис. 2) – в нагруженном.

Смещение в область больших значений положения максимума на кривой зависимости остаточной намагниченности насыщения от упругих напряжений $\sigma_{\max}$, практически совпадающее с положением минимума на подобной кривой зависимости коэрцитивной силы $\sigma_{\min}$, с ростом предварительных пластических деформаций стали [3; 4] хорошо описывается соотношениями (11) и (13). Отметим также, что экспериментально наблюдаемое небольшое увеличение минимального значения коэрцитивной силы [3; 4] может быть связано с незначительным отличием констант магнитострикции стали (12).

Представленная выше связь $\sigma_{\max}$ ($\sigma_{\min}$) с остаточными напряжениями σ_r может быть использована для измерения последних, в материалах, магнитные свойства которых определяются однодоменными частицами.

1. Nagata T. Basic magnetic properties of rocks under the effect of mechanical stresses // Tectonophysics, 1970, V. 9, No. 2-3, p.167-195.
2. Кулеев В.Г., Царькова Т.П., Ничипурук А.П., Воронин В.И., Бергер И.Ф. Исследование причин существенных различий коэрцитивной силы, остаточной намагниченности и начальной проницаемости ферромагнитных сталей в нагруженном и разгруженном состояниях при их пластическом растяжении // ФММ, 2007, т.103, №2, с. 136 – 146.
3. Кулеев В.Г., Царькова Т.П. Особенности зависимости коэрцитивной силы сталей от упругих растягивающих напряжений после пластических деформаций и термообработки // ФММ, 2007, т.104, №5, с. 479 – 486.
4. Кулеев В.Г., Царькова Т.П., Казанцева Ж.В. Влияние пластических деформаций на зависимости остаточной намагниченности сталей от упругих растягивающих напряжений // ФММ, 2009, т.107, №5, с. 468 – 471.
5. Sablik M.J., Rubin S.W., Riley L.A. et al. A model for hysteretic magnetic properties under the application of noncoaxial stress and field // J. Appl. Phys. 1993. V. 74, N 1, p. 480–488.
6. Вонсовский С.В. Магнетизм. М.:Наука, 1971, 1034 с.
7. Афремов Л.Л., Панов А.В. Влияние механических напряжений на остаточную намагниченность насыщения системы наночастиц // ФММ, 2008, Т. 106, № 3, с. 1 9.

СУЩЕСТВУЕТ ЛИ СВЯЗЬ МЕЖДУ ИЗМЕНЕНИЯМИ КЛИМАТА И ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ? ДИНАМИКА ГЕОМАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЙ И АТМОСФЕРНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ В XX СТОЛЕТИИ

В.Г. Бахмутов¹, Е.К. Иванова², В.Ф. Мартазинова², Г.В. Мельник¹

¹Институт геофизики им. С.И.Субботина НАН Украины, (bakht@igph.kiev.ua);

²Украинский научно-исследовательский гидрометеорологический институт НАН Украины и Министерства Украины по вопросам чрезвычайных ситуаций и по делам защиты населения от последствий Чернобыльской катастрофы

Вопрос о связи геомагнитного поля с изменениями климата не раз дискутировался в научных публикациях. При этом такая связь рассматривалась как в масштабах тысяч и миллионов лет с привлечением палеоданных, так и за период прямых инструментальных наблюдений в связи с климатическими изменениями и солнечной и геомагнитной активностью. Именно на последнем мы остановимся далее. Вопрос достаточно спорный, поскольку есть много данных, свидетельствующих как в пользу доказательств такой связи, так и ее опровержения, что вызывает бурные дискуссии [1–3]. Основной проблемой является как установление достоверных корреляционных связей, так и вопрос о механизме такого влияния.

В общей схеме солнечно-земных связей механизмы передачи энергии и процессы в цепочке Солнце – магнитосфера – ионосфера изучены достаточно хорошо. Но при кажущейся очевидности влияния Солнца на атмосферу Земли, исследователи сталкиваются с принципиальными трудностями: 1) общий поток солнечной энергии, приходящий к Земле, считается довольно постоянным. Солнечная постоянная отличается для максимума и минимума солнечной активности всего на 0,15 %; 2) энергия корпускулярной части общего потока солнечной энергии очень мала; 3) корпускулярная часть не доходит до атмосферы и поглощается выше; даже эта небольшая доля общего потока солнечной энергии, приходящая к Земле, не доходит ни до поверхности, ни даже до тропосферы, поглощаясь в верхней атмосфере, что справедливо как для волновой, так и для корпускулярной радиации; 4) отсутствие очевидных механизмов для передачи влияния солнечного излучения в нижнюю атмосферу. Если влияние солнечной активности на погоду существует, должен существовать механизм передачи воздействия волнового и корпускулярного излучения на верхние слои атмосферы вниз, в тропосферу.

Долгое время поиски корреляций метеорологических параметров и солнечной активности «в лоб» долгое время не приносили успехов. Из обсуждаемых механизмов можно выделить: 1) омический нагрев – согласно [4–5], магнитосфера обладает ресурсами, которые могут влиять на образование вихрей в нижней атмосфере, если поток эффективно направлен. В качестве возможного механизма здесь рассматривается омический нагрев вследствие протекания токов в авроральном электроджете, что приводит к возникновению над геомагнитным полюсом области низкого давления, что существенно влияет на атмосферную циркуляцию; 2) акустико-гравитационные волны и планетарные волны. В первом предполагается, что нисходящие распространяющиеся гравитационные волны, усиленные сдвиговыми течениями ветра, затем генерируют гравитационные