

# КОСМОГЕННЫЕ РАДИОНУКЛИДЫ В ХОНДРИТАХ CHELYABINSK И KOSICE И ОСОБЕННОСТИ 23 И 24 СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ

**В. Алексеев<sup>1</sup>, М. Laubenstein<sup>2</sup>, Р. Povines<sup>3</sup>, Г. Устинова<sup>1</sup>**

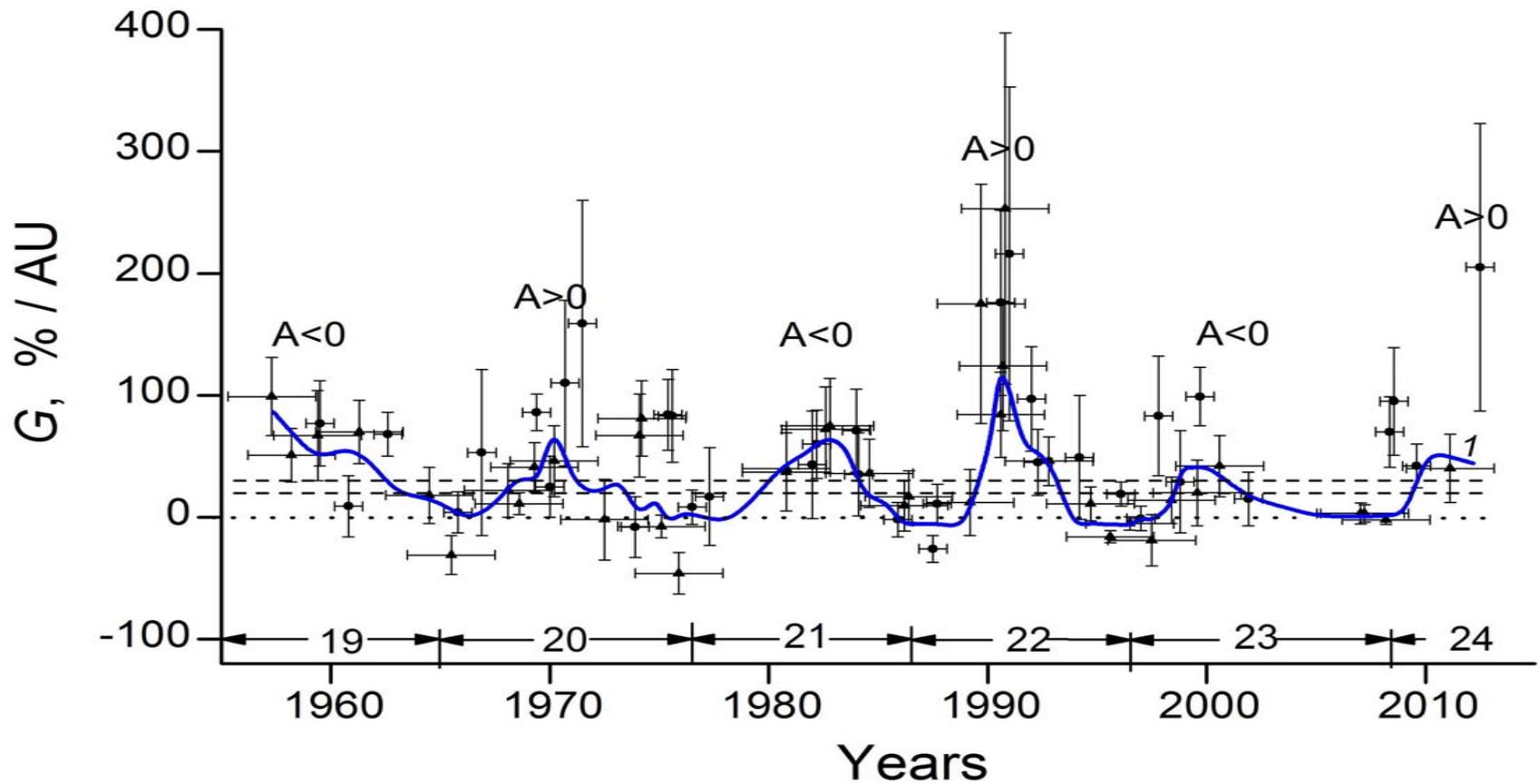
*<sup>1</sup>ГЕОХИ РАН, Moscow, Russia; <sup>2</sup>Nat. Lab. Gran Sasso, INFN, Assergi, Italy;*

*<sup>3</sup>Dep. Nucl. Phys. Comenius University, Bratislava, Slovakia*

## Метеоритный метод

- Наблюдаемые в метеоритах космогенные радионуклиды с разными периодами полураспада  $T_{1/2}$  ( $^{26}\text{Al}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{46}\text{Sc}$ ,  $^{48}\text{V}$ , и др.) являются естественными детекторами космических лучей вдоль метеоритных орбит в течение  $\sim 1.5 T_{1/2}$  этих радионуклидов перед падением метеоритов на Землю (Лаврухина, Устинова, 1990).
- Исследование радионуклидов с разными  $T_{1/2}$  в хондритах с разными датами падений, с разной протяженностью и наклоном орбит предоставляет нам длинный ряд однородных данных по интенсивности и вариациям ГКЛ с  $E > 100$  МэВ в трехмерной гелиосфере (Алексеев, Устинова, 2006).
- Использование длинных рядов однородных данных по интенсивности ГКЛ ( $E > 100$  МэВ) в стратосфере (Stozhkov et al., 2009) позволяет оценить интегральные градиенты ГКЛ вдоль метеоритных орбит (на 2-4 а.е. от Солнца).

# Реклама



# Космогенные радионуклиды –естественные детекторы космических лучей

Рассмотрим коротко этот метод на примере свежесвыпавших хондритов Kosice (28.02.2010) и Chelyabinsk (15.02.2013). Их орбиты известны (Borovicka et al. 2013; Popova et al. 2013) и могут быть представлены в виде  $r(t)$  (рис.1)

До  $\sim 70\%$  измеряемого на момент падения хондритов содержания радионуклидов накапливалось на последнем участке орбит в течение  $\sim 1.5T_{1/2}$  радионуклидов. Очевидно, что  $^{26}\text{Al}$  ( $T_{1/2}=0.7\cdot 10^6$  г) накапливался на средних гелиоцентрических расстояниях хондритов при их облучении средней за  $\sim 1$  млн лет интенсивностью ГКЛ, тогда как  $^{46}\text{Sc}$  ( $T_{1/2}=84$  сут.) накапливался у Земли практически при облучении теми же ГКЛ, что измеряются в стратосфере.

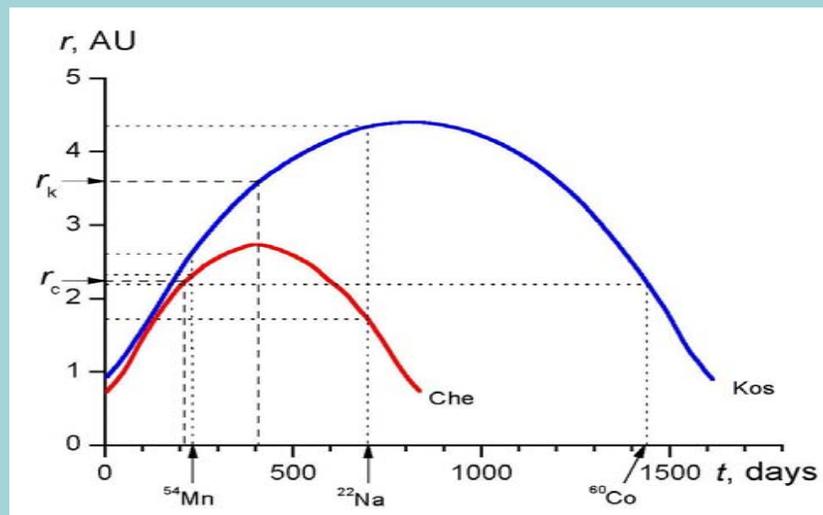


Рис.1 - Орбиты хондритов Kosice ( $q'=4.5$  AU) и Chelyabinsk ( $q'=2.78$  AU)  $\tilde{r}_k=3.63$  AU и  $\tilde{r}_c=2.25$  AU – их средние гелиоцентрические расстояния.

Измеренные на момент падения хондритов содержания  $^{22}\text{Na}$  ( $T_{1/2}=2.6$  г) накапливались в течение последних  $\sim 4$  лет перед падением: в период **IV 2006-II 2010** при облучении хондрита Kosice на среднем  $\tilde{r} = 4.41$  AU, и в период **VI 2009-II 2013** при облучении хондрита Chelyabinsk на  $\tilde{r} = 1.63$  AU. Аналогично, измеренные содержания  $^{54}\text{Mn}$  ( $T_{1/2}=312$  сут.) накапливались в течение последних  $\sim 460$  суток перед падением: в период **XII 2008-II 2010** при облучении хондрита Kosice на среднем  $\tilde{r} = 2.67$  AU, и в период **XII 2011-II 2013** при облучении хондрита Chelyabinsk на  $\tilde{r} = 2.35$  AU.

Из-за атмосферной абляции метеоритов, измеряемые в них содержания космогенных радионуклидов образовывались в основном первичной компонентой ГКЛ с энергией  $E > 100$  МэВ. Именно интегральные потоки первичной компоненты ГКЛ с энергией  $E > 100$  МэВ измеряются в стратосферных баллонных экспериментах, причем однородные ряды этих данных существуют с 1957 г. (Stozhkov et al., 2009).

Рассчитывая содержания  $^{22}\text{Na}$  и  $^{54}\text{Mn}$  в идентичных хондритах при их облучении в соответствующие периоды перед падением средними потоками ГКЛ на  $\sim 1$  AU (по стратосферным данным) и сравнивая с измеренными содержаниями можно оценить градиенты скоростей образования радионуклидов в %/AU, которые имеют смысл градиентов ГКЛ с  $E > 100$  МэВ из-за прямой пропорциональности этих величин.

- Скорости образования космогенных радионуклидов в метеоритах (т.е. их содержания в условиях насыщения) подчиняются строгим правилам и зависят от многих факторов, включая: интенсивность и энергетический спектр первичного космического излучения и вторичных ядерно-активных частиц, сечения образования радионуклидов, длительность облучения метеоритов, их химический состав и доатмосферные размеры.
- Для изучения глубинных распределений космогенных радионуклидов в изотропно облучаемых метеоритах нами разработан аналитический подход, основанный на каскадно-испарительной модели взаимодействия ГКЛ с веществом, в котором межядерный каскад до третьего уровня генерации рассчитывается аналитически, но для построения функций возбуждения радионуклидов используются экспериментальные или рассчитанные по систематикам ядерных реакций сечения, которые затем взвешиваются по спектрам частиц (Лаврухина, Устинова, 1967; 1969; 1978; 1990).
- Точность метода была проверена в прямом эксперименте по изотропному облучению толстой сферической мишени (модели метеорита) протонами с энергией 660 МэВ на синхроциклотроне ОИЯИ (Лаврухина и др. 1973; Устинова, Лаврухина, 1993).

# Эксперимент на синхроциклотроне ОИЯИ (1970-1973)

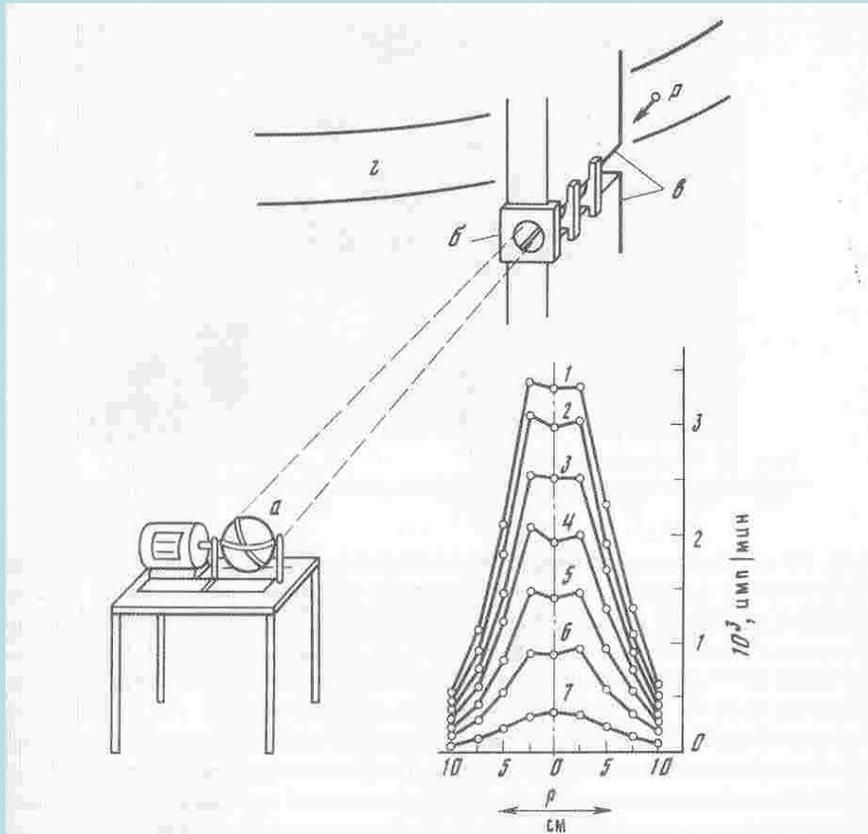


Рис. 70. Схема эксперимента

а — мишень; б — магнитная линза; в — насадки электромагнита у выхода пучка протонов (р) из камеры синхроциклотрона (з); на графике — распределение наведенной радиоактивности вдоль диаметра шара (r — расстояние от центра шара) после конца облучения через: 3 дн. 4 ч (1); 3 дн. 12 ч (2); 4 дн. 4 ч (3); 5 дн. 6 ч (4); 7 дн. 3 ч (5); 10 дн. 5 ч (6) и ~ 25 дн. (7)

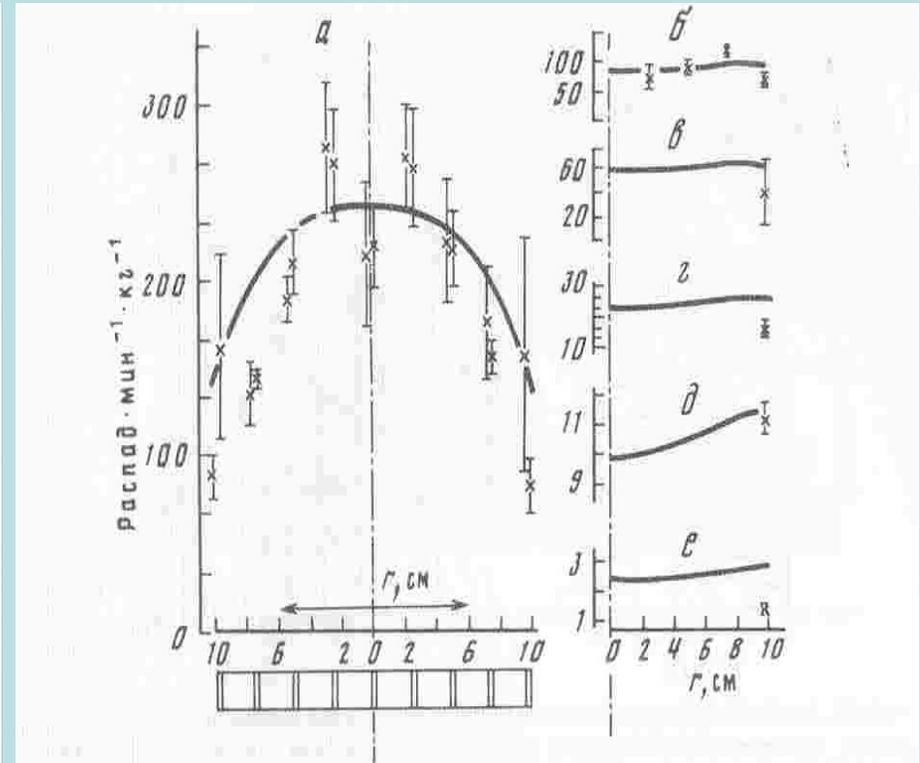


Рис. 73. Глубинное распределение радиоизотопов внутри изотропно облучаемой толстой мишени

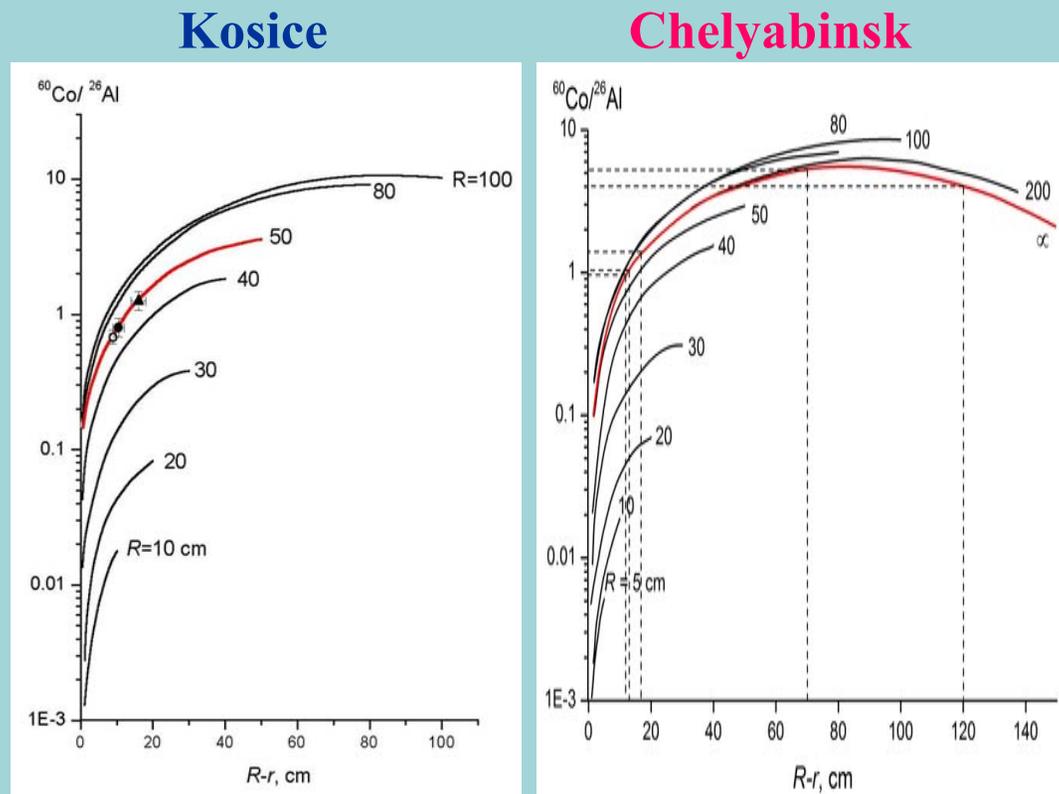
Железный шар с  $R = 10$  см;  $E_p = 660$  МэВ;  $I_0 = 1$  протон · см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup> · ср<sup>-1</sup>; точки — эксперимент; кривые — расчет аналитическим методом; а — <sup>24</sup>Na в алюминиевых мишенях; под графиком — схема их расположения вдоль диаметра шара; б, в, г, д, е — <sup>52</sup>Mn, <sup>48</sup>V, <sup>44m</sup>Sc, <sup>47</sup>Sc и <sup>47</sup>Ca — в железных мишенях соответственно; r — расстояние от центра [112]

- Для измерения содержаний радионуклидов без разрушения образцов использовались подземные (более чем с десятикратным снижением фона) низкофоновые спектрометры с широкообъемными германиевыми детекторами (HPGe), обладающими высокими энергетическим разрешением и эффективностью регистрации (Laubenstein et al. 2004; Povinec et al. 2005; 2014). Измеренные содержания (в dpm/kg) в 5 образцах Chelyabinska и средние значения для 19 образцов Kosice приведены в Таблице.

sample	$^{26}\text{Al}$	$^{60}\text{Co}$	$^{22}\text{Na}$	$^{54}\text{Mn}$
6-21	29±3	28±2	55±4	68±6
10-64	35±7	37±9	31±11	75±11
10-85	20.3 ±3.2	27±5	49±4	59±5
10-116	6 ±2	34±3	11±2	15±2
4-63	3 ±1	14±2	5±1	6±1
Kosice, averaged	60 ±2	76±12	95±3	162±8
Kosice, weighted	51 ±2	45±6	94±2	164±7

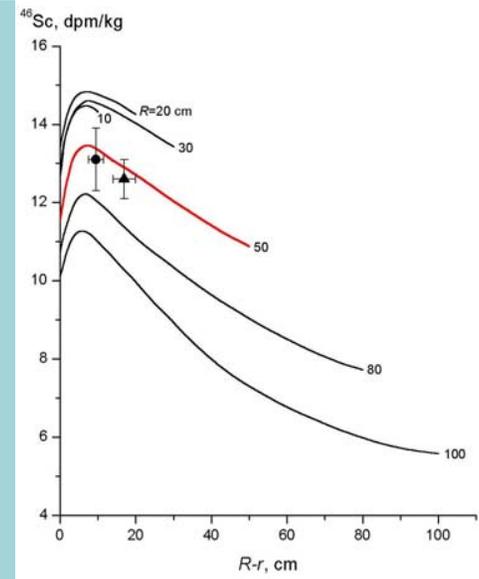
- Необходимо оценить доатмосферный размер хондритов и глубину залегания исследуемых образцов. Наиболее чувствительным нуклидом к размерам хондритов является  $^{60}\text{Co}$  (или отношение  $^{60}\text{Co}/^{26}\text{Al}$ ), а для наилучшей оценки глубины залегания образцов измеряется плотность треков  $VN$ -ядер (Ustinova et al., 1988). Размеры для хондритов Kosice и Chelyabinsk представлены на Рис. 2. Видно, что экспериментальные точки (темные значки) и данные по трекам (светлый кружок) указывают на  $R \sim 50$  для хондрита Kosice. Для хондрита Chelyabinsk:  $R \sim 200 - \infty$  см (т.е., его облучение фактически в  $2\pi$ -геометрии), и две группы образцов с глубин  $d \sim 20$  см и  $d > 70$  см.

Рис.2 Определение доатмосферных размеров хондритов



Зная размер хондритов и глубину залегания исследуемых образцов, можно рассчитать в них содержания  $^{22}\text{Na}$  и  $^{54}\text{Mn}$  при интенсивности ГКЛ в стратосфере в периоды  $\sim 1.5T_{1/2}$  этих нуклидов

Рис.3 Проверка оценки размера хондрита Kosice: короткоживущий  $^{46}\text{Sc}$  рассчитан при интенсивности ГКЛ в стратосфере в течение  $\sim 125$  дн. перед падением хондрита. Экспериментальные точки подтверждают его радиус  $\sim 50$  см и глубину залегания исследуемых образцов.



перед падением хондритов на Землю. Сравнение рассчитанных значений с измеренными содержаниями показывает во сколько раз скорости образования радионуклидов на разных гелиоцентрических расстояниях в гелиосфере выше, чем на 1 AU, что позволяет определить «градиент» скоростей образования:  $G_{\tilde{r}}^H = \frac{H_{\tilde{r}}/H_{\oplus} - 1}{\tilde{r} - 1} \cdot 100\%$  в %/AU, который имеет смысл интегрального градиента ГКЛ ( $E > 100$  МэВ):  $G_{\tilde{r}}(>E) = \frac{I_{\tilde{r}}(>E)/I_{\oplus}(>E) - 1}{\tilde{r} - 1} \cdot 100\%$  в %/AU, поскольку все остальные факторы, влияющие на скорость их образования были учтены при расчете в идентичных хондритах.

- По данным о содержании  $^{22}\text{Na}$  и  $^{54}\text{Mn}$  в хондритах Kosice и Chelyabinsk имеем следующую информацию:

in III 2008	at	$\sim 4.41$ AU	$=(-2.1 \pm 3.8) \text{ \%/AU}$
in VII-VIII 2009	at	$\sim 2.67$ AU	$= 42 \pm 18 \text{ \%/AU}$
in III 2011	at	$\sim 1.63$ AU	$= 40 \pm 28 \text{ \%/AU}$
in VII 2012	at	$\sim 2.35$ AU	$= 205 \pm 118 \text{ \%/AU}$

- Характерные для **косвенных методов** **большие ошибки** не позволяют сравнивать полученные значения с прямыми измерениями в межпланетном пространстве, тогда как **относительная вариация полученных величин предоставляет ценную информацию, недоступную прямым измерениям.** Действительно, изучая содержания радионуклидов с разными  $T_{1/2}$  в постоянно падающих на Землю хондритах, можно получить непрерывный ряд однородных данных об интенсивности и вариациях ГКЛ при разных уровнях солнечной активности на разных гелиоцентрических расстояниях в гелиосфере, т.е. изучать структуру гелиосферы и механизм солнечной модуляции ГКЛ. В случае хондритов с высоким наклоном орбит можно выделять **широтные компоненты градиентов** и изучать **северо-южную асимметрию в гелиосфере.**

- К настоящему времени такая последовательность однородных данных по интенсивности и градиентам ГКЛ во внутренней гелиосфере охватывает уже **5 солнечных циклов**. Полиномиальная кривая 1 сглаживает в значительной степени временные и пространственные вариации, **выявляя наиболее важные закономерности**.

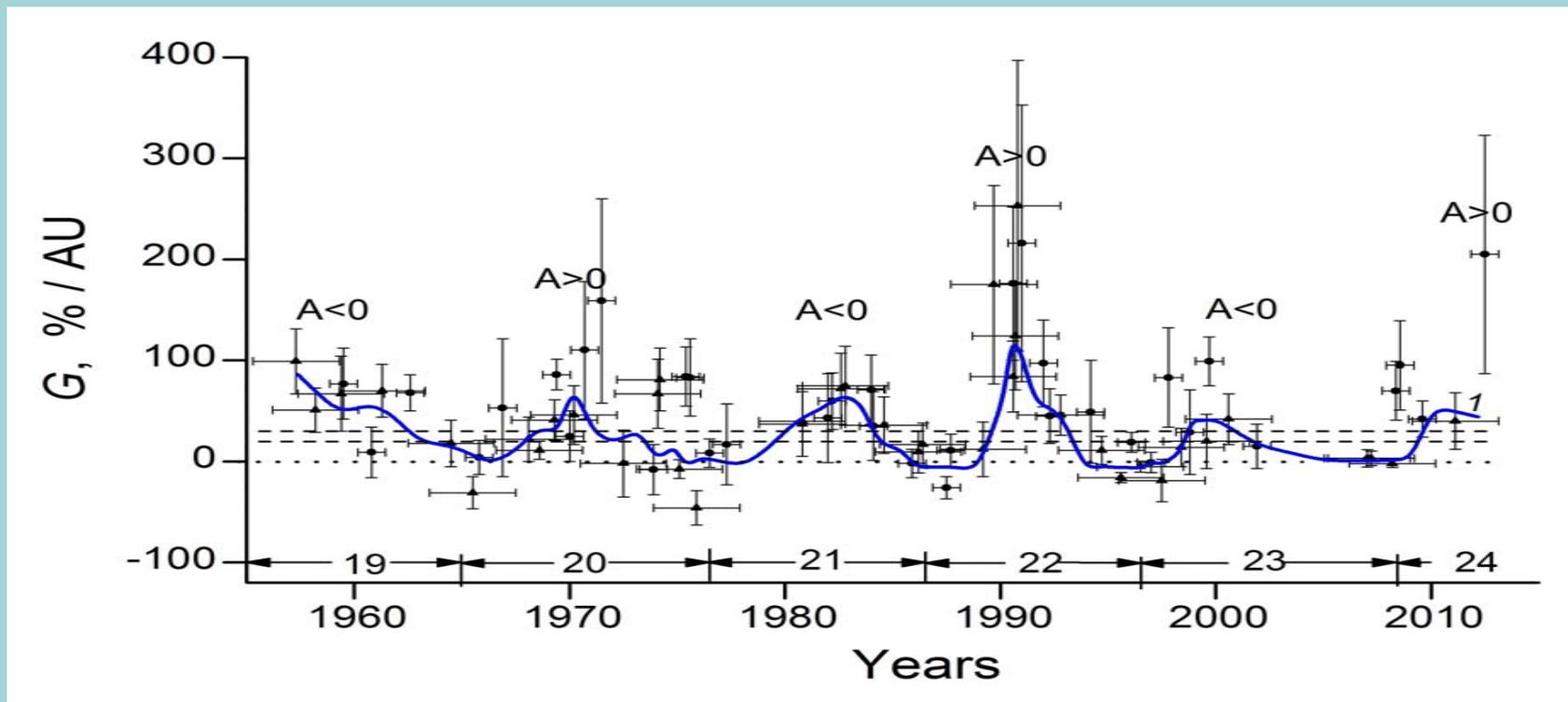


Рис.4 Распределение и вариации интегральных градиентов ГКЛ в 1957-2012 гг. Полиномиальная кривая сглаживает данные по 5 точкам с учетом веса каждой.

1. Интегральные градиенты ГКЛ во внутренней гелиосфере сильно зависят от фазы солнечного цикла (Lavrukhhina, Ustinova 1979; 1983, et al). Впервые это было измерено лишь при полете *Ulysses* (Belov et al, 2001): радиальные градиенты протонов с  $E > 2 \text{ GeV}$  менялись на порядок величины от 0.5%/AU в фазе минимума 1994–1996 до 5.3%/AU в фазе максимума 1998–2001.
2. Величина градиентов зависит от гелиоцентрического расстояния: высокие значения градиентов возникают в годы высокой солнечной активности в области  $\sim 2\text{-}3 \text{ AU}$  и исчезают в годы минимума, что свидетельствует о периодическом развитии и диссипации в этой области эффективного модулирующего слоя магнитных неоднородностей (Лаврухина, Устинова, 1970;1972 и др). Слои возникают с развитием каждого нового цикла, а при снижении солнечной активности они истончаются и постепенно исчезают, продвигаясь к внешней границе гелиосферы. При этом создаются зоны с худшими условиями, низкими коэффициентами диффузии, для проникновения ГКЛ. Такие ступеньки, барьеры на пути ГКЛ были впервые обнаружены во время полетов *Voyager 1* и *Voyager 2* на 2 - 28 AU в 1984-1986 гг. (Venkatesan et al.,1987).

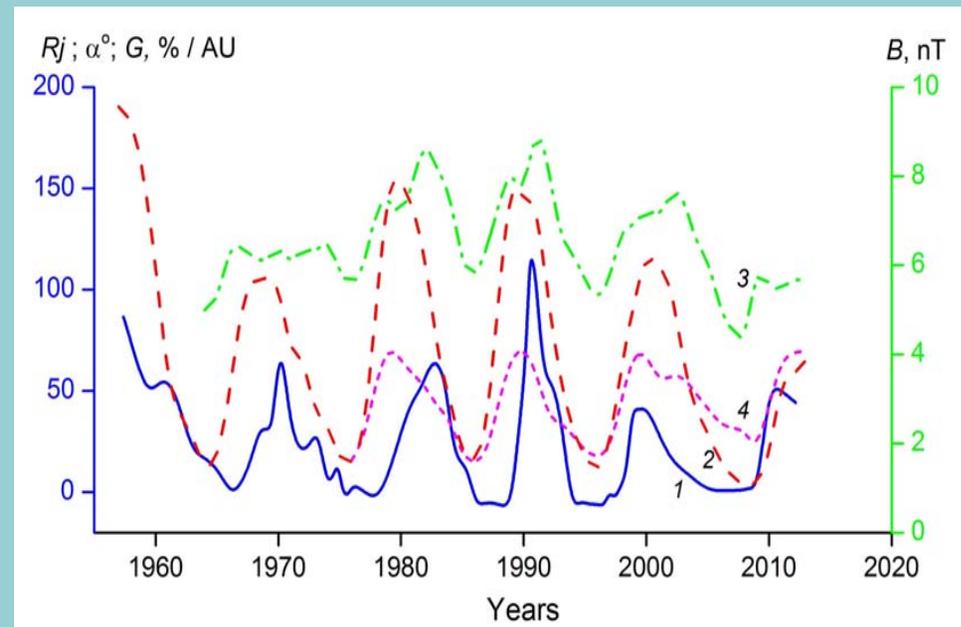
3. Средние значения градиентов в современных солнечных циклах (~20–30%/a.e.) соответствуют средним градиентам за последний миллион лет, что свидетельствует о постоянстве механизма солнечной модуляции, по крайней мере, в течение ~ 1 млн. лет (Lavrukina, Ustinova 1979; 1983, et al).
4. Средняя за миллион лет интенсивность ГКЛ зависит от гелиоцентрического расстояния: на > 4 AU в гелиосфере она в 1.5 раза выше, чем на 2-3 AU (данные по <sup>26</sup>Al в хондритах Kosice и Chelyabinsk), что согласуется с концепцией эффективного модулирующего слоя.
5. Из рассмотрения Рис.4 следует, что форма максимумов всех циклов различна. Это значит, что кроме детерминированности солнечной активностью, существуют еще какие-то стохастические факторы, которые влияют на процесс модуляции ГКЛ в гелиосфере. Для их выявления требуется корреляционный анализ всех существующих механизмов в гелиосфере.

# Корреляционный анализ процессов в гелиосфере

- Для разделения стохастических эффектов от эффектов, обусловленных солнечной активностью, необходим корреляционный анализ имеющихся длинных рядов однородных данных по градиентам ГКЛ (наши данные), по вариациям солнечной активности ( $R_j$ ) (<http://www.sidc.be/silco/DATA/yearssn.dat>), мощности  $B$  межпланетного магнитного поля (<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb/form/dx1.html>) и угла  $\alpha$  наклона гелиосферного токового слоя (<http://wso.stanford.edu/Tilts.html>) в

трехмерной гелиосфере (см. кривые 1-4 на [рис.5](#), соотв.)

Рис. 5 Вариации ГКЛ градиентов в 1957-2012 гг. (кривая 1 из Рис. 4) в сравнении с вариацией СА (числа Вольфа  $R_j$ ), мощностью  $B$  ММП и углом наклона  $\alpha$  ГТС (кривые 2-4, соответственно).



- В целом, наблюдается положительная корреляция градиентов ГКЛ на **2-4 а.е.** с СА, мощностью ММП и углом наклона ГТС в рассматриваемый период **1957-2012** гг. Однако характер корреляции различен как для разных солнечных циклов, так и для периодов их роста и спада.
- Действительно, на фоне общей положительной корреляции градиентов с уровнем СА (рис. 6) наблюдаются разные времена запаздывания,  $\Delta t$ , вариаций градиентов от вариаций СА в разных фазах СА (рис. 7), что, возможно, определяется динамикой накопления и рассасывания эффективного модулирующего слоя магнитных неоднородностей в области **2-4 а.е.**

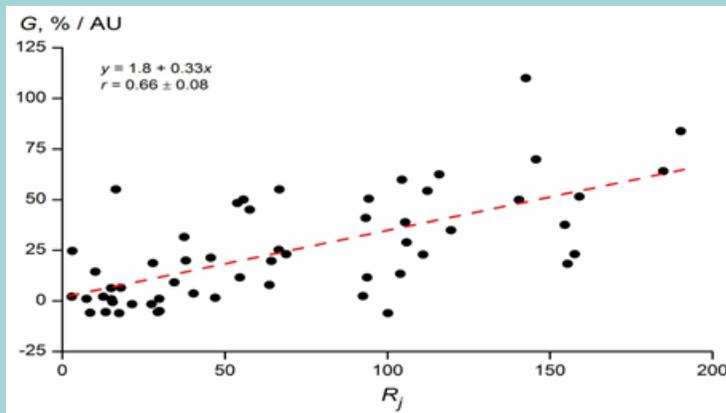


Рис.6 Зависимость градиентов  $G$  (точки) от  $R_j$  (прямая-линия регрессии)

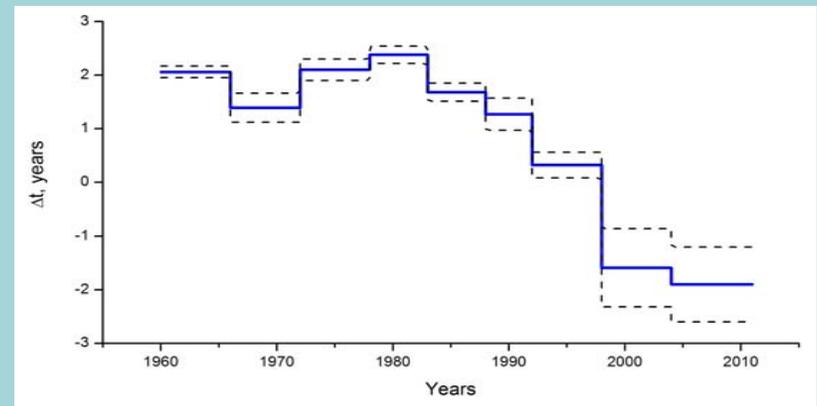


Рис.7 Изменение времен запаздывания ГКЛ градиентов от СА в 1957-2012 гг.

- Из рис. 7 следует, что значения  $\Delta t$  варьируют в пределах  $\sim 1.3-2.4$  года (с коэффициентом корреляции  $>0.9$ ) вплоть до максимума 22-го солнечного цикла, а затем они быстро **спадают вплоть до отрицательных значений**, возможно, из-за начавшегося аномального снижения солнечной активности и слабости магнитных полей.
- Кроме рассмотренных процессов, в максимуме каждого **11-летнего** цикла происходит смена полярности общего магнитного поля Солнца (ОМПС): в отрицательной фазе ( $A < 0$ ) положительно заряженные частицы дрейфуют от полюсов к экватору и вдоль ГТС от Солнца, тогда как в последующей положительной фазе ( $A > 0$ ) происходит обратный дрейф частиц от экватора к полюсам гелиосферы и вдоль ГТС к Солнцу. После двух переполюсовок (или инверсий) полярности подряд Солнце возвращается к своему первоначальному состоянию, что составляет **22-летний** магнитный цикл.
- Важно отметить, что времена запаздывания градиентов ГКЛ от СА в положительной и отрицательной фазах магнитного цикла коррелируют с длительностью периодов переполюсовки  $\Delta T$  ОМПС при смене этих фаз:  $\Delta T \sim 3$  года в **1969-1971** гг. и  $\Delta T \sim 1$  год в **1980** г. (Макаров, Sivaraman, 1989).

## • Как происходит переполюсовка ОМПС ?

В каждом цикле это происходит по-разному: начинается в разное время, в разных полусферах Солнца и длится разное время. Очевидно, что именно в периоды переполюсовки следует искать влияние стохастических факторов на все остальные процессы в гелиосфере.

- Процесс инверсии был детально рассмотрен в **20 цикле** (Ustinova, 1983) (см. Рис.8) путем анализа имевшихся солнечных данных (Howard, 1974)
- Действительно, в 1967 г. ОМПС – это поле чистого диполя с противоположными знаками у полюсов, разделенное по экватору ГТС. Поля противоположной полярности стали развиваться в марте **1968** г. на широтах **40°–50°** в южной полусфере и, продвигаясь медленно к полюсу, достигли его в сентябре **1969** г..
- В северной полусфере инверсия в зоне **40°–50°** началась только в августе **1970**, но была более мощной и достигла полюса за один год.

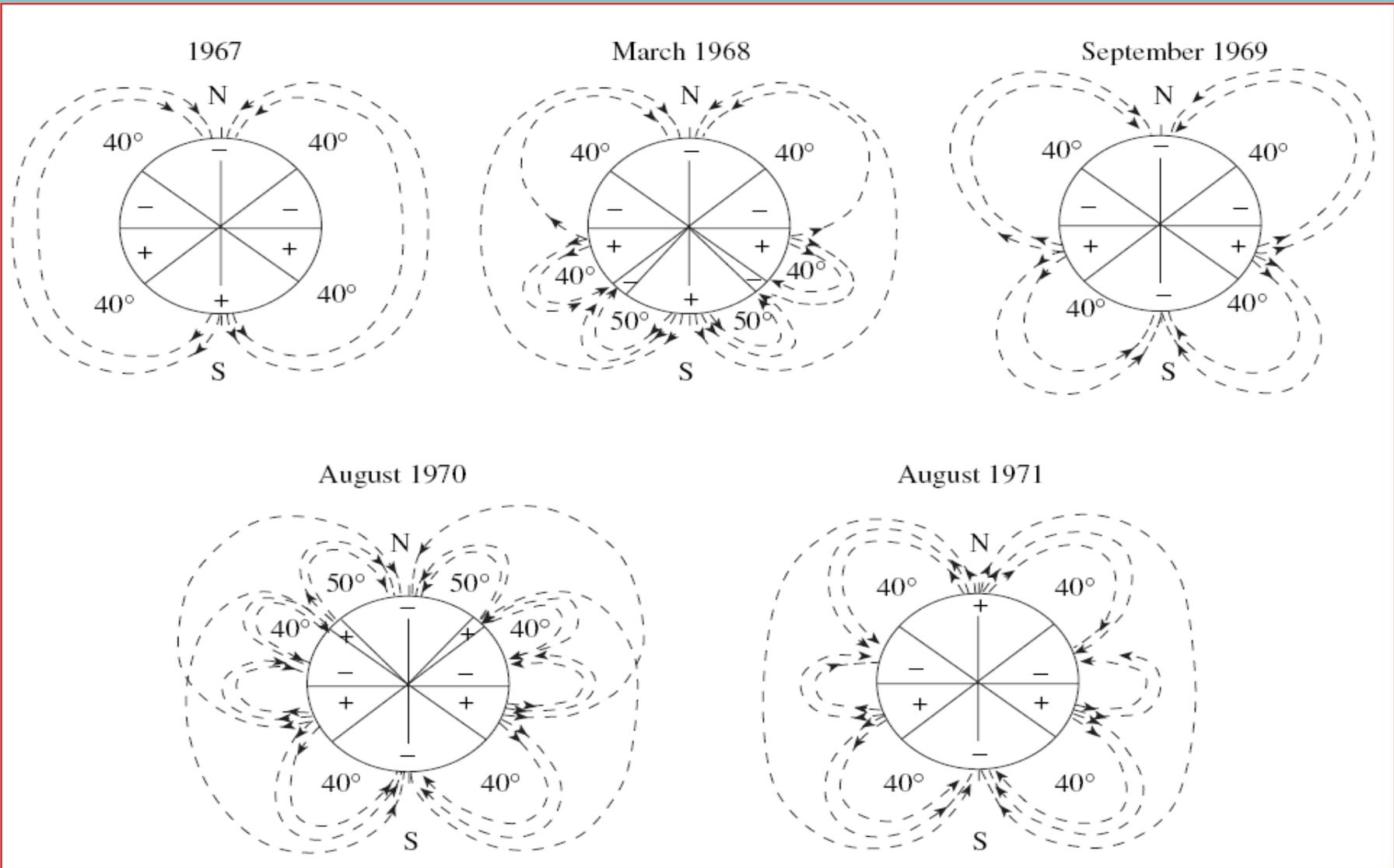
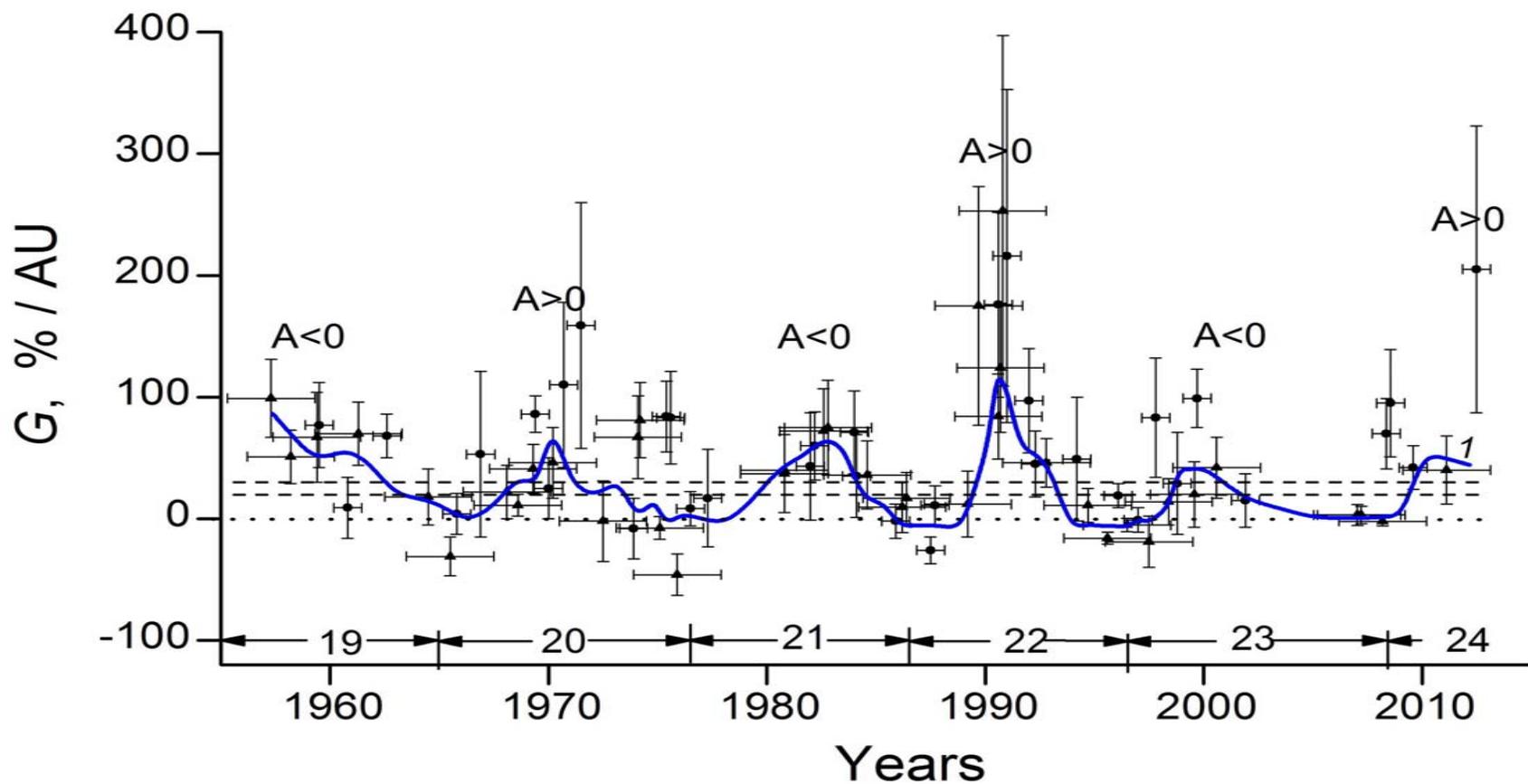


Рис. 8.

- Это означает, что с сентября 1969 года в течение двух лет оба полюса были отрицательными. Кроме того, гелиосфера оказалась открытой не только вблизи полюсов, но частично и в зоне  $\pm 40^\circ$ , т.е. кроме одного нейтрального токового слоя, существовали еще два нейтральных конуса на гелиоширотах  $\pm 40^\circ$ , которые привели к общему более высокому уровню интенсивности и, соответственно, малым градиентам ГКЛ в 20 цикле (Jones, 1983).
- Совершенно противоположная ситуация развивалась в максимуме 22 цикла, поскольку перестройка полей началась и закончилась раньше в северной полусфере, так что, в процессе инверсии существовал период, когда оба полюса оказывались положительными, и гелиосфера была закрыта для положительно заряженных частиц, кроме двух нейтральных конусов с высоким наклоном. Это привело к самому глубокому минимуму интенсивности ГКЛ в стратосфере в 1990-1991 ГКЛ и самым высоким градиентам ГКЛ в 22 солнечном цикле (рис. 4).

# Эффекты переполюсовки ОМПС



- Наконец 23-й солнечный цикл считается необычным из-за очень низкой СА и затянувшегося минимума перед развитием 24-го солнечного цикла. Здесь так же, как и в 20-м цикле, в течение ~2 лет оба полюса были отрицательными, и к тому же отмечалась необычная слабость ММП (Ishkov,2012), так что, хотя магнитные поля у полюсов и были нейтрализованы, но инверсия долго не наступала. К тому же, угол наклона ГТС в 2003-2011 гг. был самым высоким, по сравнению с предыдущими циклами (рис. 9, прямая 4), что открывало дополнительные возможности для проникновения ГКЛ в гелиосферу. Она оказалась надолго открытой для ГКЛ, что привело к высокой их интенсивности и малым градиентам (рис.4, метеоритные данные).

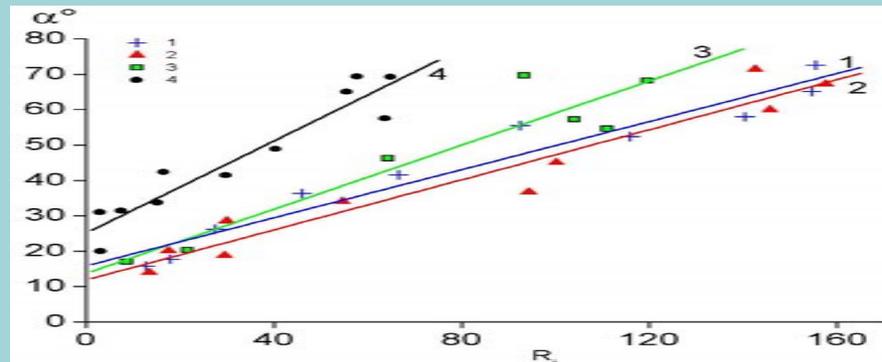


Рис. 9

- Слабость магнитных полей и необычно долгая ветвь спада СА перед развитием 24-го солнечного цикла свидетельствуют о перестройке генерации магнитных полей в конвективной зоне Солнца, что становится все более очевидным с развитием 24-го солнечного цикла (Ishkov 2010; 2013). В частности, в 2008-2009 ММП были такими слабыми, что в стратосфере были зарегистрированы потоки частиц с энергией меньше нескольких ГэВ, которые раньше никогда не наблюдались (Базилевская и др., 2011).
- Далее, согласно <http://wso.stanford.edu> , поле у северного полюса впервые сменило полярность в июне 2012, становясь все слабее и практически нейтрализовалось в марте 2014, тогда как поле у южного полюса испытало инверсию в июле 2013, т.е. как и в случае, аналогичной смены полярности в 1989-1991 гг., поле у северного полюса испытало инверсию на 14 месяцев раньше, чем у южного, так что весь этот период оба полюса были положительными. Высокое значение градиента в июле 2012 г. по содержанию  $^{54}\text{Mn}$  в хондрите Chelyabinsk, по-видимому, обусловлено этим обстоятельством, хотя малое количество точек в этот период не позволило сглаживанию продемонстрировать выраженный пик.

## • Почему происходит переполюсовка ОМПС?

Она определяется автоколебательным режимом работы солнечного динамо (Зельдович, Рузмайкин, 1987). В поверхностном слое заряженной плазмы (конвективной зоне) происходит ее конвекция между противоположными полюсами Солнца, которая создает вытянутые вдоль меридианов **полоидальные поля**, приводящие к развитию солнечной активности.

Из-за вращения Солнца происходит дифференциальное вращение плазмы, т.е. разные ее слои вращаются с разной скоростью, наибольшей у экватора. В результате из-за вязкости плазмы магнитные поля постепенно стягиваются к экватору и становятся ему параллельными, **тороидальными полями**, в которых при осесимметричном вращении генерации новых магнитных полей не происходит, т.е. наступает минимум солнечной активности.

- Регулярная взаимозамена полоидальных полей на тороидальные и обеспечивает цикличность СА. Однако или из-за изменения условий возникновения конвекции, или из-за диссипативных процессов, обусловленных, например, вязкостью при взаимодействии конвекции и дифференциального вращения, случайно (или при достижении ими каких-то критических значений) могут возникнуть состояния неустойчивости, неоднозначность выхода из которых приводит к сбоям в работе динамо Солнца. Тогда наступают продолжительные минимумы СА типа исторически известных, в частности, **минимума Маундера**. В настоящее время, по-видимому, наблюдается именно такое развитие событий.
- О состоянии процессов в конвективной зоне Солнца можно судить по вековым вариациям СА, которые являются отражением изменения ее мощности. На **рис. 10** представлена кривая изменения сглаженных методом Глайсберга максимальных среднегодовых относительных чисел солнечных пятен в **1700–2001** гг.

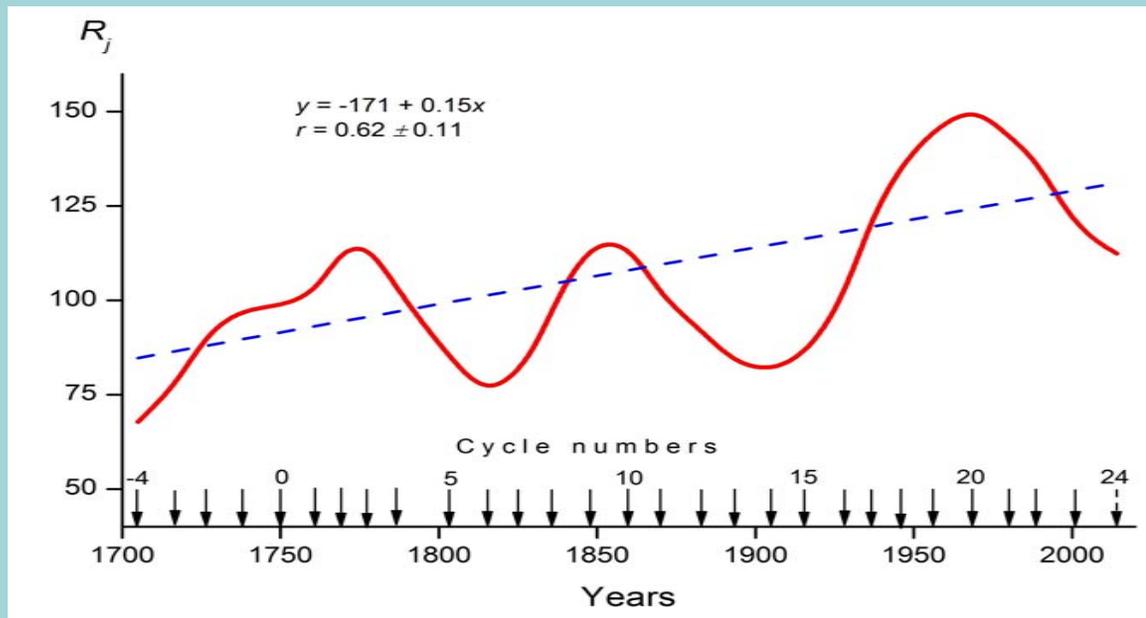


Рис.10

- Видно, что именно с 20-го цикла начинается спад текущего векового цикла, и в настоящее время мы или находимся в его минимуме, или приближаемся к нему. Из рис. 10 следует, что смена каждого векового цикла происходит при более высоком уровне СА (см. линию регрессии). Это значит, что мы, находясь на спаде векового цикла, находимся все же на подъеме более длительного (400- или 600-летнего) цикла.

- Широко обсуждается **влияние СА на климат**. Считается, что СА , наряду с увеличением концентрации парниковых газов, является одной из причин глобального потепления на Земле (Алексеев, 2007). Однако наложение циклов СА разной длительности и их стохастическое нарушение (как в период минимума Маундера) демонстрируют сложность и неоднозначность влияния механизма СА на изменение климата на Земле.
- Действительно, находясь на подъеме длительного солнечного цикла, можно ожидать тенденцию к потеплению, но, находясь в то же время на спаде векового цикла, который может еще и затянуться из-за наступления минимума Маундера, следует скорее прогнозировать значительное похолодание на Земле.
- Выдержит ли эта тенденция к потеплению конкуренцию с похолоданием при стохастическом выключении (или ослаблении) циклов СА, покажет ближайшее будущее.

## Литература

- *Лаврухина А.К., Устинова Г.К.* Метеориты – зонды вариаций космических лучей. М.: Наука, 1990. 262 с.
- *Алексеев В.А., Устинова Г.К.* // Геохимия. 2006. № 5. С. 467.
- *Stozhkov Yu.I., et al.* // Adv. Space Res. 2009. V. 44.. P. 1124-1137.
- *Borovicka J. et al.* // Meteoritics & Planetary Science 2013. V. 48, P. 1757-1779.
- *Ророва О. et al.*// Science 2013. V. 342 P. 1069–1073.
- *Laubenstein M. et al.*// Applied Radiation and Isotopes 2004 V. 61 P.167-172.
- *Povines P et al.*// J. Radioanalytical and Nuclear Chemistry 2005 V. 263, P.441-445.
- *Устинова Г. и др.*// Геохимия 1988, № 10 С.1379-1385.
- *Belov A.et al.* // Proc. 27th ICRC (Hamburg, 2001) P. 3996–3999.
- *Venkatesan D. et al.* // Proc. 20th ICRC, (Moscow, 1987), V. 3, P. 385–388.
- СА [ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA/](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/)
- ММП <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb/form/dx1.html>
- ГТС <http://wso.stanford.edu/Tilts.html>
- *Makarov V.I., Sivaraman K.R.* // Solar Phys. 1989. V. 123. № 2. P. 367.
- *Ustinova G.K.* // Proc. 18th ICRC. Bangalore. 1983. V. 10. P. 71.
- *Howard R.* // Solar Phys. 1974. V. 38. № P. 283.
- *Jones F.C.* // Proc. 18th ICRC. Bangalore. 1983. V. 12. P. 373.
- ОМПС <http://quake.stanford.edu/~wso/Polar.ascii>
- *Ishkov V.N.* <http://www.wdcb.ru/stp/cyc24.doc> ; Sun and Geosphere 2010, V. 5, P. 43–46.
- *Basilevskaya G. et al.* // Bull. RAS. Physics 2011. V. 75, P. 782–785.
- *Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А.* // УФН. 1987. Т.152. № 2. С. 263–284.
- *Алексеев В. А.* // Астроном. Вестник. 2007. Т. 41. № С. 527.

Спасибо!