

УДК 523.942

## Закономерности роста фоновых магнитных полей Солнца

О.А. Андреева<sup>1</sup>, Я.И. Зельк<sup>2</sup>, Н.Н. Степанян<sup>1</sup>, Ю.Т. Цап<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИИ “Крымская астрофизическая обсерватория”, 98409, Украина, Крым, Научный  
*olga@crao.crimea.ua, nataly@crao.crimea.ua, yur@crao.crimea.ua*

<sup>2</sup> Институт космических исследований НАНУ-НКАУ, 03680, Украина, Киев-187  
*adapt@ikd.kiev.ua*

Поступила в редакцию 15 декабря 2009 г.

**Аннотация.** Работа посвящена исследованию цикличности широтного распределения скорости роста и убывания суммарных магнитных потоков слабых магнитных полей. В качестве наблюдательного материала использованы синоптические карты напряженности продольного вектора магнитного поля Солнца, полученные в обсерватории Китт Пик (США) с 1 января 1977 г. по 30 сентября 2003 г. Построенные из них широтные распределения скорости роста суммарных магнитных потоков разной напряженности и их эволюция в течение трех солнечных циклов были сопоставлены с аналогичным распределением суммарных мощностей вращения с разными периодами, относительными числами и площадями пятен.

Полученные результаты позволяют сформулировать единую картину развития солнечных циклов слабых и сильных магнитных полей. Новый цикл начинается с роста слабых магнитных полей напряженностью 0–200 Гс на широтах 20°–25° в обеих полусферах. Происходит это за год до минимума активности, определяемого по пятнам. Через 2 года скорость роста суммарного магнитного потока, который начинает распространяться к экватору и полюсам, достигает максимума. Этот процесс совпадает с началом роста сильных магнитных полей солнечных пятен на соответствующих широтах и формированием зон с устойчивым вращением. В дальнейшем росте площадей пятен соответствует спад скорости роста, а затем и убывание потоков слабых магнитных полей.

В свете теории динамо полученные результаты свидетельствуют, что генерация сильных и слабых магнитных полей происходит вблизи дна конвективной зоны, а наблюдаемые различия в их поведении определяются взаимодействием всплывающих магнитных трубок различной напряженности с турбулентными движениями плазмы внутри Солнца.

GROWTH LAWS OF WEAK MAGNETIC FIELDS OF THE SUN, by O.A. Andryeyeva, Ya.I. Zyelyk, N.N. Stepanian, Yu.T. Tsap. This work is devoted to research of the latitudinal distributions of growth and decrement rates for the weak magnetic field fluxes. Synoptic maps of intensity of the longitudinal magnetic field vector of the Sun, obtained in the Kitt Peak Observatory (USA) from January 1, 1977 to September 30, 2003, were used. The constructed distribution of the growth rate for the total magnetic fluxes of different strengths and their evolution during three solar cycles were compared with the similar distribution for solar rotation as well as the relative sunspot numbers and areas.

Obtained results allow us to formulate a unified picture of development of solar cycles for weak and strong magnetic fields. New cycle begins with the growth of the weak magnetic field strengths of 0–200 Gs at latitudes 20°–25° in both hemispheres. This occurs one year prior to the minimum of an activity cycle defined by sunspots. The growth rate of the total magnetic flux, which starts to extend to the equator and poles, reaches a maximum in 2 years. This process coincides with the beginning of the strong magnetic

field growth of sunspots at corresponding latitudes and the formation of zones with steady rotation. After that the growth of the sunspot areas corresponds to the growth rate recession and than it is accompanied by the decrease of the weak magnetic fields fluxes.

In the light of the dynamo theory obtained results show evidence that the generation of strong and weak magnetic fields occurs near a bottom of convective zone while the observed difference of their behavior is determined by the interaction of the emerging magnetic flux tubes of different strengths with the turbulent plasma motions inside the Sun

**Ключевые слова:** Солнце, магнитные поля, эволюция

---

## 1 Введение

Проблема происхождения и эволюции магнитных полей Солнца – одна из наиболее актуальных проблем современной гелиофизики. Для объяснения солнечного магнетизма и цикличности, как правило, привлекается теория динамо, основополагающие идеи которой были заложены более полувека назад Паркером (1955). Согласно общепринятой модели динамо-механизма, сильная (300–4000 Гс) тороидальная компонента поля определяет поведение солнечных пятен (1000–4000 Гс) и флоккулов (300–500 Гс), тогда как слабая (1–200 Гс) полоидальная компонента – фоновых магнитных полей.

Динамо-теория солнечного цикла строится, главным образом, на основе изучения динамики и эволюции структур с сильными магнитными полями, а также усредненного крупномасштабного поля Солнца. Между тем в работах Котова, Степанян и др. (1977) было показано, что вклад мелкомасштабных образований со слабыми магнитными полями (1–200 Гс) в общее магнитное поле Солнца может достигать 90 %. Несмотря на это, их исследованию уделяется явно не достаточное внимание.

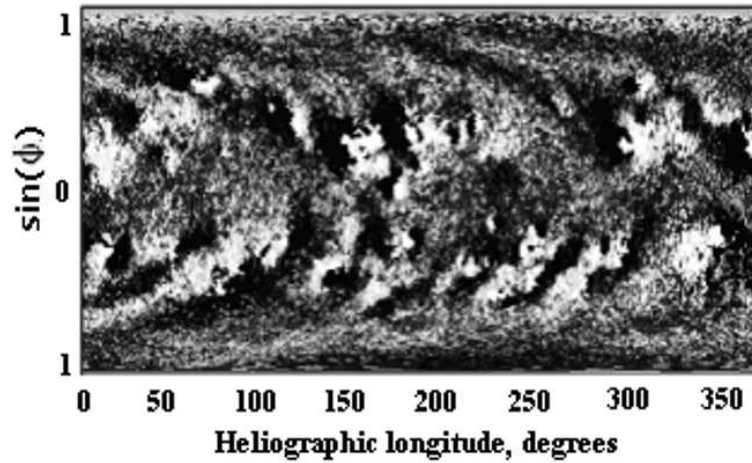
Ранее нами было установлено (Степанян, Андреева, 2005; Андреева и др., 2008), что особенности дифференциального вращения магнитных образований, а также цикличность в изменении их широтного распределения со слабыми и сильными магнитными полями являются существенно различными. Между тем анализ скорости роста и убывания магнитных потоков не проводился. Поэтому в настоящей работе будет рассмотрена цикличность широтного распределения скорости роста и убывания суммарных потоков магнитных полей с напряженностью 0–200 Гс. Также будет уделено внимание поиску связи между этой характеристикой и ростом сильных магнитных полей.

## 2 Наблюдательные данные и их обработка

В работе использованы синоптические карты напряженности продольного вектора магнитного поля Солнца, полученные в обсерватории Китт Пик (США) с 1 января 1977 г. по 30 сентября 2003 г. Этот материал был любезно предоставлен нам доктором Харви. Пример карты дан на рис. 1.

Из синоптических карт нами были построены временные ряды для всех 10 исследуемых интервалов напряженности  $B_k$  от  $-200$  Гс до  $+200$  Гс (табл. 1). Каждый их член – это усредненный, внутри соответствующей пятиградусной широтной зоны от  $-90^\circ$  до  $+90^\circ$  протяженностью в  $1^\circ$  по долготе, магнитный поток на центральном меридиане для выбранного интервала напряженности. Ряды, содержащие положительные члены, в дальнейшем мы будем называть N-рядами, а ряды с отрицательными членами – S-рядами. В таблице 1 приведены значения модуля напряженности продольного магнитного поля для каждого интервала  $B_k$ .

Далее анализировались ряды, представляющие собой суммы модулей N- и S-рядов для одинаковой по величине напряженности магнитного поля одних и тех же широтных зон. Если записать их как сумму модулей N- и S-рядов, т. е.  $Sum(B_k, \varphi_n, t) = (|N| + |S|)(B_k \varphi_n, t)$ , то каждый член такого ряда будет представлять суммарный поток “+” и “–” магнитных полей напряженности  $B_k$  от площадки  $\varphi_n$  в момент  $t$ . Здесь  $k = 1, 2, \dots, 5$ ,  $n = 0, \pm 5, \pm 10, \pm 15, \dots, \pm 90$ .



**Рис. 1.** Синоптическая карта напряженности продольного вектора магнитного поля Солнца одного солнечного оборота

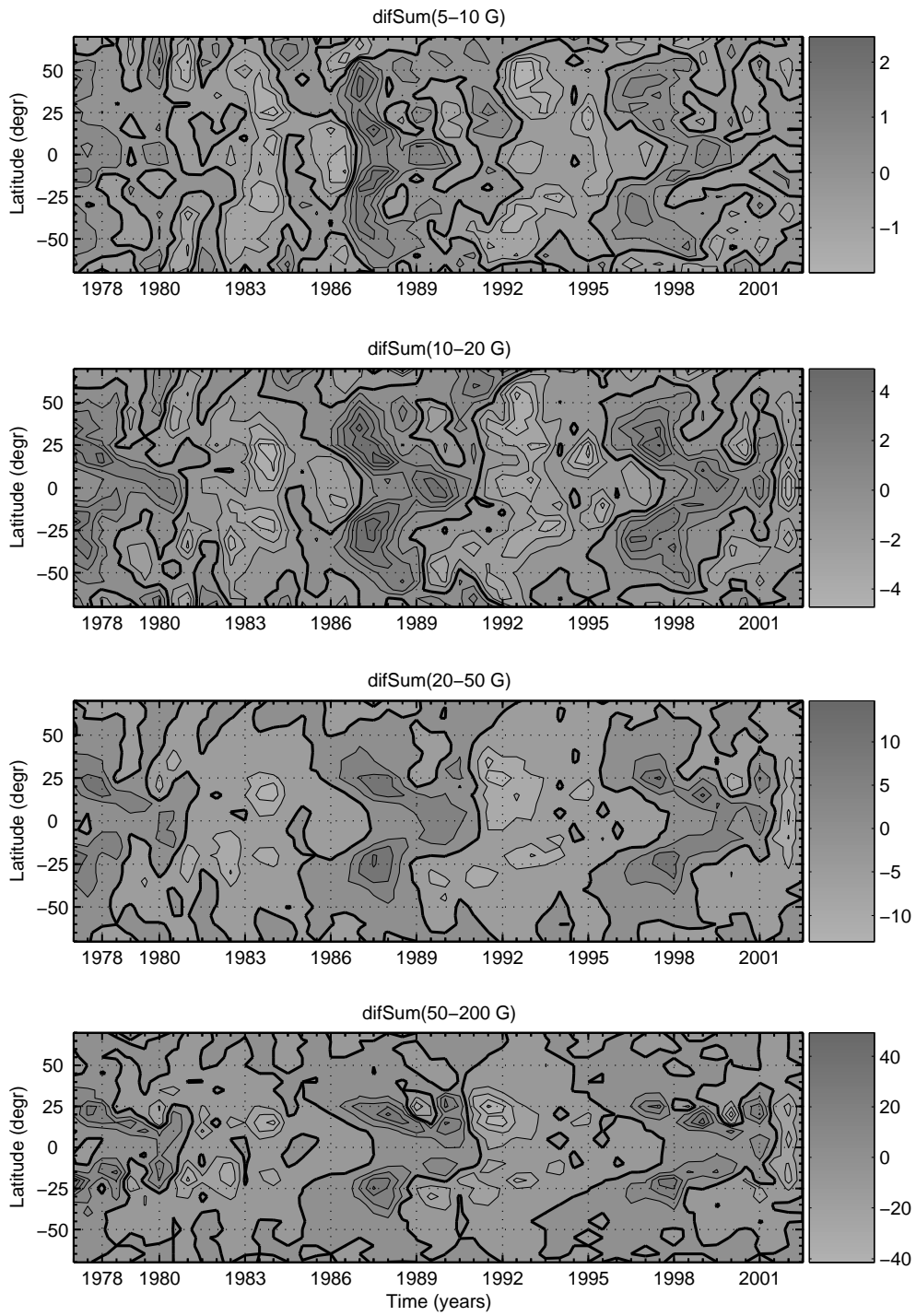
**Таблица 1.** Принятые интервалы модуля напряженности

№ интервала, k	Граничные напряженности по модулю, Гс
1	0 - <5
2	5 - <10
3	10 - <20
4	20 - <50
5	50 - <200

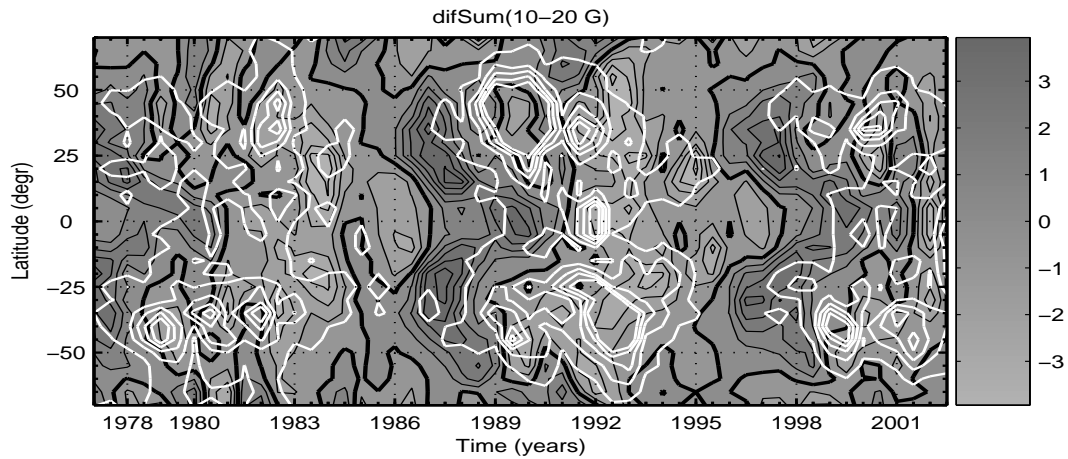
Для рядов  $(|N| + |S|)(B_k, \varphi_n, t)$  были построены скользящие средние ряды. В них усреднялись интервалы в 1 год ( $4820^\circ$  по шкале долгот) со сдвигом на 1 градус. Подчеркнем, что в данной работе определялись только относительные потоки магнитных полей.

Для анализа изменения со временем широтного распределения роста суммарного магнитного потока были построены ряды, каждый член которых является разностью последующего (в момент  $t + \Delta t$ ,  $\Delta t = 0.076$  суток) и предыдущего (в момент  $t$ ) членов исходных рядов, т. е.  $diffSum(B_k, \varphi_n, t) = Sum(B_k, \varphi_n, t + \Delta t) - Sum(B_k, \varphi_n, t)$ . Следовательно, члены ряда были пропорциональны скорости роста суммарного магнитного потока напряженности  $B_k$  в момент  $t$  на широте  $\varphi_n$ .

Эти скорости роста потоков представлены на рис. 2 в виде изолиний графиков. По оси X откладывалось время, а по оси Y – широта. Жирными линиями нанесена нулевая линия, разделяющая области роста и убывания потока. Первое, что обращает на себя внимание, – это четко выраженные циклы 21, 22 и 23. Причем для 22 и 23 циклов переход от убывания потоков к возрастанию происходит около 1985 и 1995 годов соответственно, тогда как максимум скорости роста потока наступает через 2 года – в 1987 и 1997 годах. Что касается широтного распределения скорости роста потока, то ее быстрое увеличение начинается на широтах  $20^\circ$ – $25^\circ$  в обеих полушариях. Затем максимум скорости роста смещается на более низкие и высокие широты, распространяясь к полюсам в течение 6–8 лет, а к экватору – 5–6 лет. Причем для полей большей напряженности скорость роста потока на высоких широтах меньше, чем на низких. Заметим, что в линии HeI 1083 нм (уровень верхней хромосферы) быстрое увеличение скорости роста эквивалентных ширин  $W$  также начинается на широтах  $20^\circ$ – $25^\circ$ , распространяясь к полюсам и экватору. Это видно на рис. 8, 9 из работы Степанян и др. (2007). На всех широтах довольно ярко выражены квазидвухлетние колебания ( $P \approx 2.2$



**Рис. 2.** Изменение скорости роста суммарных магнитных потоков разной напряженности с широтой и временем



**Рис. 3.** Суммарная в узких интервалах значимых периодов мощность процессов, характеризующая вращение потоков в виде изолиний белого цвета, нанесенных на распределение скорости роста  $difSum(B_k, \varphi_n, t)$  для напряженности 10–20 Гс. Толстые черные изолинии – нулевые линии  $difSum(B_k, \varphi_n, t)$

года), что хорошо согласуется с результатами, полученными ранее Беневоленской (1995). Особенно четко эти осцилляции видны на графиках для полей малой напряженности.

В предыдущих работах (Степанян и др., 2009а, б; Зельк и др., 2009) по тем же исходным данным мы определяли суммарную в узких интервалах значимых периодов мощность процессов, характеризующую вращение потоков для магнитных полей разной напряженности, и рассматривали ее изменение как по широте, так и по времени. С помощью спектров Фурье временных рядов  $Sum(B_k, \varphi_n, t)$  были определены наиболее значимые интервалы периодов, для которых находилась суммарная мощность вращения. Изолинии указанной суммарной мощности для каждого выбранного интервала периодов вращения наносились на распределение скорости роста  $difSum(B_k, \varphi_n, t)$ .

На рис. 3 представлен результат такого совмещения для напряженности 10–20 Гс. На фоне изображения  $difSum(B_k, \varphi_n, t)$  видны черные и белые изолинии. Толстые черные изолинии – нулевые линии  $difSum(B_k, \varphi_n, t)$ . Белые изолинии – суммарная в узких интервалах значимых периодов мощность процессов, характеризующая вращение потоков. Анализ всех данных такого типа показал, что стабильное вращение потоков в указанных интервалах периодов наблюдается во время их убывания.

Мы также сравнили полученные распределения роста потоков магнитных слабых полей как с изменением относительных чисел солнечных пятен со временем (рис. 4), так и с широтно-временным распределением площадей пятен (рис. 5).

На рис. 4, который иллюстрирует изменение относительных чисел Вольфа за исследуемый в работе период, нами нанесены два отрезка параллельно оси времени от начала до максимума роста потока на широтах  $20^\circ$ – $25^\circ$ . Как видно, рост потоков начинается еще за год до конца цикла и достигает максимума через год после начала нового цикла.

Более подробная картина роста потоков слабых и сильных магнитных полей видна на рис. 5. На центральной панели этого рисунка наши данные о скорости роста потоков слабых полей (верхняя панель) совмещены с графиком изменения площадей пятен с широтой и временем (нижняя панель). Нулевая изолиния (толстая черная линия) проходит везде в конце цикла при значительной площади пятен. Линия максимального роста скорости на всех широтах примыкает к области появления пятен нового цикла на них. В дальнейшем увеличению площадей пятен соответствует спад скорости роста, а затем и убывание потоков слабых магнитных полей.

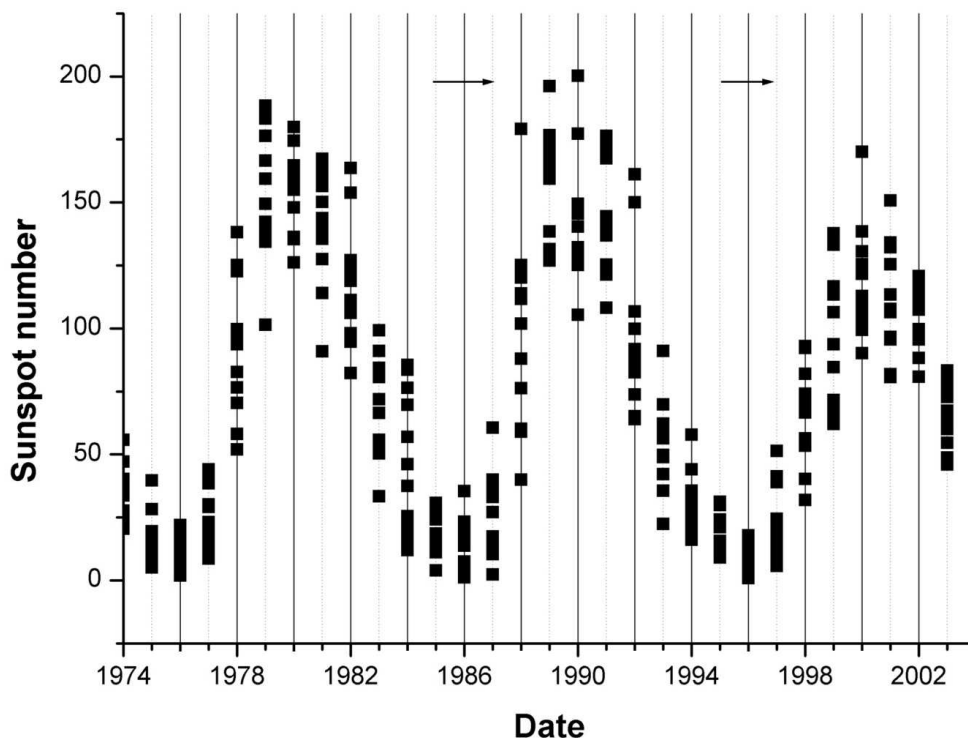


Рис. 4. Относительные числа солнечных пятен. Горизонтальные стрелки в верхней части графика отмечают время роста магнитных потоков от 0 до максимума

### 3 Результаты исследования

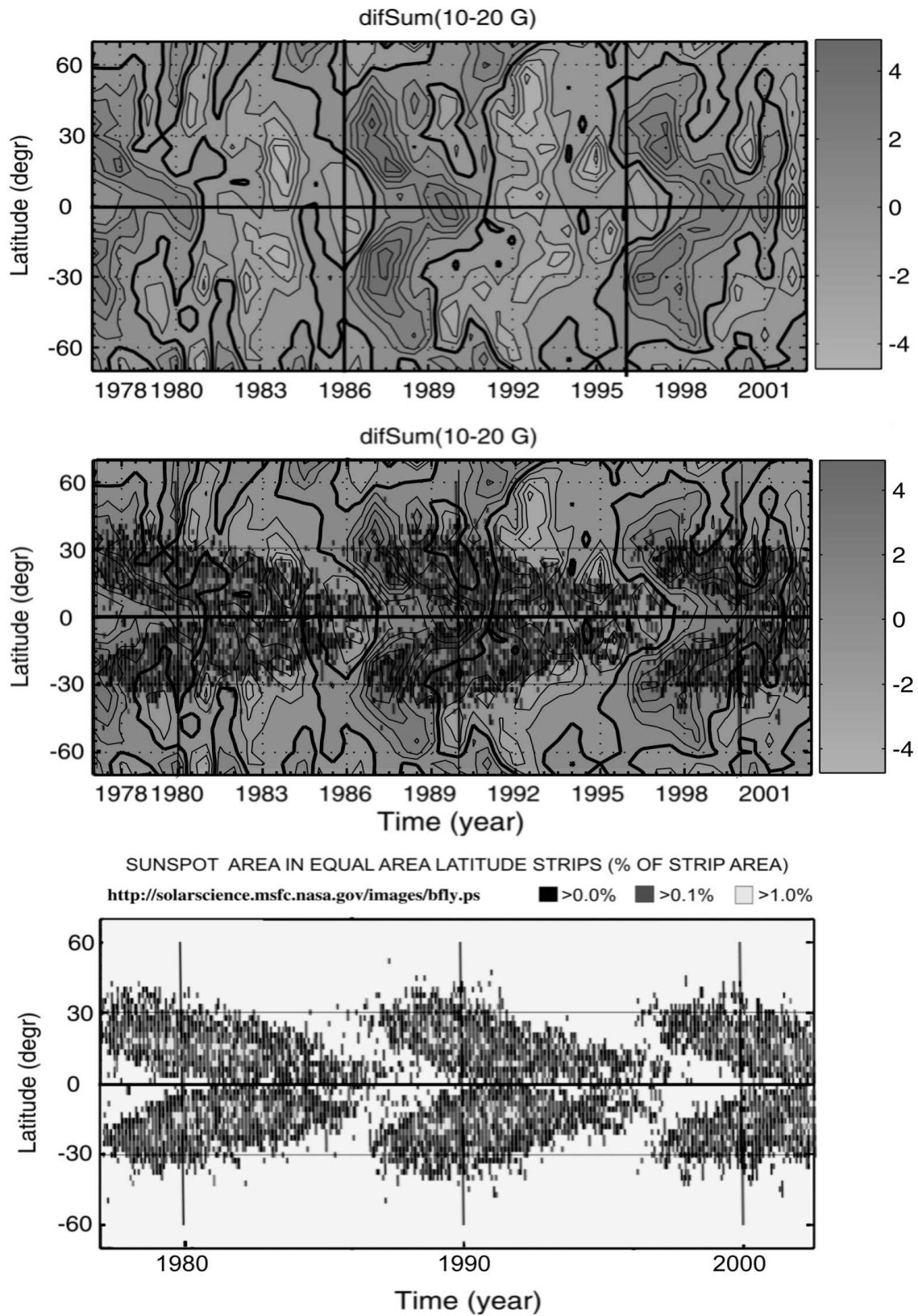
В работе были рассмотрены широтные распределения скорости роста магнитных потоков разной напряженности и их эволюция в течение трех солнечных циклов. Полученные данные были сопоставлены с широтными распределениями суммарной в узких интервалах значимых периодов мощности процессов, характеризующей вращение потоков, относительными числами и площадями солнечных пятен.

В результате анализа установлено:

- Быстрый рост магнитных потоков с напряженностью 0–200 Гс начинается на широтах  $20^{\circ}$ – $25^{\circ}$  в обеих полушарах за год до минимума солнечной активности, определяемого по солнечным пятнам. Максимального значения скорости роста на этих широтах достигают через 2 года, на начале фазы роста относительных чисел и площадей солнечных пятен.
- Максимум скорости роста распространяется к полюсам в течение 6–8 лет, а к экватору – 5–6 лет.
- Квазидвухлетние колебания скорости изменения потока ( $P \approx 2.2$  года) происходят одновременно на всех широтах.
- Стабильное вращение потоков в узких интервалах значимых периодов наблюдается во времена убывания магнитного потока.

### 4 Обсуждение результатов и выводы

Полученные результаты позволяют сформулировать единую картину развития солнечных циклов слабых и сильных магнитных полей на примере 21–23 циклов. Новый цикл начинается с роста



**Рис. 5.** Верхняя панель – график изменения скорости роста потоков магнитных полей напряженностью 10–20 Гс. Центральная панель – совмещение верхней и нижней панелей. Нижняя – изменение площадей солнечных пятен с широтой и временем. Две вертикальные линии на верхней панели указывают на минимумы солнечной активности 21 и 22 циклов. Три, на средней и нижней панелях, – на максимумы 21, 22 и 23 циклов

слабых магнитных полей напряженностью 0–200 Гс на широтах 20°–25° в обеих полусферах. Происходит это за год до минимума активности, определяемого по пятнам (см. рис. 4). Через 2 года скорость роста суммарного магнитного потока достигает максимума, который распространяется к полюсам и экватору, совпадая с началом появления сильных магнитных полей солнечных пятен на соответствующих широтах. Затем рост скорости постепенно прекращается, и потоки начинают убывать. Формирование зон вращения с устойчивым периодом совпадает с началом убывания скорости роста потоков слабых полей.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что, несмотря на тесную связь между слабыми и сильными магнитными полями в течение цикла, их поведение обнаруживает и существенные различия. Поэтому, на первый взгляд, было бы естественно предположить, что внутри Солнца генерация сильных и слабых магнитных полей происходит на разных глубинах. Сильные поля формируются вблизи дна конвективной зоны, так как здесь создаются наиболее благоприятные условия для противодействия силе плавучести Паркера (Бранденбург, 2005). Напомним, что лишь сильные магнитные поля ( $\approx 10^4$ – $10^5$  Гс) способны обеспечить выход магнитных трубок на поверхность в области королевских широт в соответствии с законом Джоя (Де Сильва, Чоудхури, 1993). Между тем слабые поля образуются вблизи фотосферной поверхности, поскольку, согласно гелиосейсмологическим данным, именно в данной области конвективной зоны происходит смена знака градиента скорости осевого вращения по глубине, что обеспечивает распространение динамо-волн в направлении экватора на низких широтах (Бранденбург, 2005).

Однако, несмотря на свою привлекательность, такой подход не позволяет объяснить наблюдаемую тесную связь между сильными и слабыми магнитными полями. На наш взгляд, генерация как слабых, так и сильных магнитных полей скорее происходит вблизи дна конвективной зоны, а наблюдаемые на поверхности особенности их поведения определяются особенностями взаимодействия всплывающих магнитных трубок различной напряженности с конвективными движениями плазмы внутри Солнца.

Использованные в настоящей работе данные NSO/Kitt Peak получены при кооперации NSF/NOAO, NASA/GSFC и NOAA/SEL.

## Литература

- Андреева О.А., Зелык Я.И., Степанян Н.Н. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2008. Т. 104. №. 1. С. 5.
- Беневоленская (Benevolenskaya E.E.) // Solar Phys. 1995. V. 161. С. 1.
- Бранденбург (Brandenburg A.) // Astrophys. J. 2005. V. 625. С. 539.
- Де Сильва, Чоудхури (D'Silva S., Choudhuri A.R.) // Astron. Astrophys. 1993. V. 272. С. 621.
- Зелык Я.И., Андреева О.А., Степанян Н.Н. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2009. Т. 105. С. 21.
- Котов В.А., Степанян Н.Н., Щербакова З.А. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1977. Т. 56. С. 75.
- Паркер (Parker E.N.) // Astrophys J. 1955. V. 122. С. 293.
- Степанян Н.Н., Андреева О.А. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2005. Т. 101. С. 120.
- Степанян Н.Н., Андреева О.А., Зелык Я.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2007. Т. 103. С. 70.
- Степанян Н.Н., Андреева О.А., Зелык Я.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2009. Т. 105. С. 8.
- Степанян Н.Н., Андреева О.А., Зелык Я.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2009. Т. 105. С. 13.