

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ОРБИТАЛЬНОГО МЕТОДА ДАТИРОВАНИЯ ЛЬДА ПО ДАННЫМ О ЕГО ГАЗСОДЕРЖАНИИ НА ПРИМЕРЕ ЛЕДЯНОГО КЕРНА СО СТАНЦИИ КУПОЛ ФУДЖИ (АНТАРКТИДА)

вед. инженер А.А. СКАКУН<sup>1,2</sup>, канд. геогр. наук В.Я. ЛИПЕНКОВ<sup>1</sup>

<sup>1</sup> — ГИЦ РФ Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург, e-mail: lipenkov@aari.ru

<sup>2</sup> — Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория Российской академии наук, Санкт-Петербург, e-mail: skakun@aari.ru

Разработан алгоритм реализации нового метода датирования ледяных кернов, основанного на связи газосодержания ледникового льда с местной инсоляцией (Raynaud et al., 2007). Показано, что для совмещения рядов газосодержания с точно датированными расчетными рядами инсоляции идеально подходит техника непрерывного вейвлет-преобразования (CWT). Проведено тщательное исследование погрешностей орбитального тунинга. Новый метод датирования впервые использован для построения орбитальной хронологической шкалы ледяных отложений в районе японской антарктической станции Купол Фуджи по данным о газосодержании полученного здесь ледяного керна. Стандартная ошибка возраста льда по этой шкале не превышает  $\pm 2,1$  тыс. лет, т.е. близка к случайной погрешности оптимизированной временной шкалы AICC2012, разработанной ранее для пяти пунктов глубокого бурения в Антарктиде и Гренландии.

*Ключевые слова:* ледяной керн, газосодержание льда, инсоляция, датирование льда, вейвлет-преобразование, палеоклимат.

### ВВЕДЕНИЕ

Палеоклиматические ряды, реконструированные по данным исследований ледяных кернов Антарктиды и Гренландии, дают фактическую основу для изучения и понимания причин изменений климата и газового состава атмосферы Земли в позднем плейстоцене и голоцене. Главной проблемой палеоклиматической интерпретации керновых данных была и остается проблема точного датирования льда.

В настоящее время широко используется мультипараметрический, мульти-сайтовый подход к разработке хронологических шкал ледяных кернов, который заключается в согласовании и синхронизации максимального числа независимых датировок, полученных различными методами для кернов, добытых в разных пунктах антарктического и гренландского ледниковых покровов (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013). При этом разработка и совершенствование оригинальных однопараметрических методов датирования льда остается самостоятельной и весьма актуальной задачей. Перспективным в этом отношении является новый метод орбитального датирования ледяных кернов, основанный на зависимости общего газосодержания ледникового льда от местной инсоляции (Raynaud et al., 2007; Lipenkov et al., 2011).

Газосодержание льда ( $V$ ) обычно выражается приведенным к нормальным условиям (н.у.) (273,1 К, 101,3 кПа) объемом захваченного льдом атмосферного воздуха,

приходящимся на 1 г ледяной породы. Несмотря на отсутствие строгой физической модели, связывающей  $V$  с инсоляцией в месте и во время отложения снега на поверхности ледника, существует множество экспериментальных свидетельств того, что от величины местной инсоляции в значительной степени зависит объем фирновых пор на стадии их изоляции от атмосферы, который, в свою очередь, определяет общее газосодержание ледяной породы, являющееся ее устойчивым генетическим признаком (Raynaud et al., 2007; Lipenkov et al., 2011). Чем больше инсоляция, тем меньше объем пор и газосодержание.

Считается, что инсоляционный сигнал, наблюдаемый в экспериментальных профилях  $V$ , закладывается на поверхности ледника без временного запаздывания. Таким образом, совмещение предварительно датированного ряда газосодержания льда с временным рядом инсоляции, рассчитанным по уравнениям небесной механики для широты пункта бурения, приводит к получению орбитальной датировки керна, которая по своей сути — принимая во внимание высокую точность астрономических расчетов — является абсолютной датировкой.

Долгопериодные вариации инсоляции обусловлены периодическими изменениями параметров орбитального движения Земли вокруг Солнца. Каждый из орбитальных параметров дает свой частотный вклад в инсоляцию: эксцентриситет вызывает колебания с периодом 100 тыс. лет, наклонение — с периодом 41 тыс. лет, а прецессия — с периодами 23 и 19 тыс. лет. Заметим, что в данном случае речь идет о так называемой климатической прецессии (относительно линии апсид), спектральные компоненты которой формируются под влиянием прецессионных движений земной оси по отношению к орбите (период 26 тыс. лет) и движения самой линии апсид.

Существует несколько способов расчета инсоляции по уравнениям небесной механики, основные из которых представлены в классических работах А. Берже и Ж. Ласкара (Berger, 1978; Laskar et al., 2004). Предложенные авторами методики различаются количеством учтенных в расчетах небесных тел, алгоритмом вычислений и другими особенностями. Это приводит к накоплению расхождений в датировке экстремумов расчетных кривых дневной инсоляции, которые, однако, не превышают 1,5 тыс. лет для последнего миллиона лет.

Воздействие солнечной радиации на метаморфизм снега реализуется через ее влияние на температурный режим верхнего слоя снежной толщи, в пределах которого структурные изменения в твердых атмосферных осадках идут с максимальной скоростью. Поскольку в полярных районах заметные структурные преобразования снега происходят только в теплый летний период, для сопоставления с рядами газосодержания льда было предложено использовать интегральную летнюю инсоляцию, или ISI (Raynaud et al., 2007). Расчет рядов ISI ( $\text{Дж}\cdot\text{м}^{-2}$ ) производится путем суммирования дневных (среднесуточных) инсоляций  $w_i$  ( $\text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}$ ) для всех дней ( $i$ ) с  $w_i \geq w_{\text{кр}}$  по формуле (Huybers, 2006):

$$\text{ISI} = \sum \beta_i (w_i \cdot 86400), \quad (1)$$

где  $\beta_i = 1$ , если  $w_i \geq w_{\text{кр}}$ , и  $\beta_i = 0$ , если  $w_i < w_{\text{кр}}$ . Изменение порогового значения,  $w_{\text{кр}}$ , приводит к изменению спектральных характеристик инсоляционного ряда — с увеличением порога увеличивается доля прецессионной компоненты. Варьируя  $w_{\text{кр}}$ , подбирают наиболее соответствующий экспериментальному ряду  $V$  ряд ISI.

Датирование льда осуществляется с помощью непрерывного вейвлет-преобразования (*continuous wavelet transform*, или CWT) рядов ISI и  $V$ , которое позволяет полу-

чить мгновенную разность фаз (временное запаздывание) между ними. Корректируя предварительную датировку ряда  $V$  на величину запаздывания, получают орбитальную (абсолютную) временную шкалу керна, обеспечивающую наилучшее совмещение экспериментального ряда газосодержания льда с расчетным рядом инсоляции.

Описанный метод датирования льда имеет ряд неопределенностей, связанных с шумом в экспериментальных рядах газосодержания льда, отличием решений орбитальных уравнений от реальных эфемерид, а также зависимостью конечного результата от предварительной датировки керна и алгоритма расчета временного запаздывания. Целью данной работы является детальное исследование различных составляющих погрешности этого метода на примере орбитального датирования ряда газосодержания ледяного керна, полученного на антарктической станции Купол Фуджи.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Японская антарктическая станция Купол Фуджи ( $77^{\circ} 19'$  ю.ш.,  $39^{\circ} 42'$  в.д.) расположена в Восточной Антарктиде на высоте 3810 м над уровнем моря. Мощность ледника в этом районе материка достигает 3050 м. Первая глубокая скважина была пробурена здесь в 1995–1996 гг. до глубины 2503 м. Максимальный возраст антарктического льда в поднятом на поверхность керне составил около 340 тыс. лет (Watanabe et al., 1999).

Измерения газосодержания ледяного керна первоначально были выполнены японскими исследователями двумя разными методами. Первый метод, волюметрический, заключается в плавлении льда в керосине с последующим измерением объема выделившегося из льда воздуха. Измерения этим методом были проведены на 43 образцах керна в интервале глубин 155–2200 м (Hondoh et al., 1999). Второй метод состоит в оценке  $V$  по температуре и давлению газовой пробы, экстрагированной из льда с целью определения концентрации метана на газовом хроматографе. Параллельные измерения содержания метана и общего газосодержания льда были произведены в 294 образцах в интервале 120–2500 м (Kawamura, 2001). Значения  $V$ , определенные указанными методами, характеризуются большими погрешностями (до 5 %), которые к тому же не поддаются точной оценке.

С целью абсолютной калибровки полученных экспериментальных профилей нами были проведены дополнительные измерения  $V$  на газоаналитической установке STAN, реализующей барометрический метод определения газосодержания льда (Lipenkov et al., 1997). Барометрический метод основан на точном измерении давления и температуры сухого воздуха, экстрагированного из ледяного образца в результате его плавления и медленного повторного замораживания в предварительно вакуумированной камере, объем которой известен с высокой степенью точности. Измерения были выполнены на 32 образцах, отобранных с 28 горизонтов ледниковой толщи в интервале глубин 130–706 м. Полученные данные были откорректированы на потерю газа из газовых пузырьков, срезанных поверхностью образца (Martinerie et al., 1990). Общая абсолютная погрешность значений  $V$  после коррекции составила менее 1 %.

Экспериментальные профили, измеренные двумя первыми методами, были приведены к уровню откорректированных значений, полученных барометрическим методом в интервале перекрытия 130–706 м (рис. 1а). После абсолютной калибровки результатов измерений японских исследователей все три набора данных были объединены в один сводный профиль (рис. 1б), который и был впервые использован в настоящей работе для построения орбитальной шкалы возраста ледяного керна со станции Купол Фуджи.

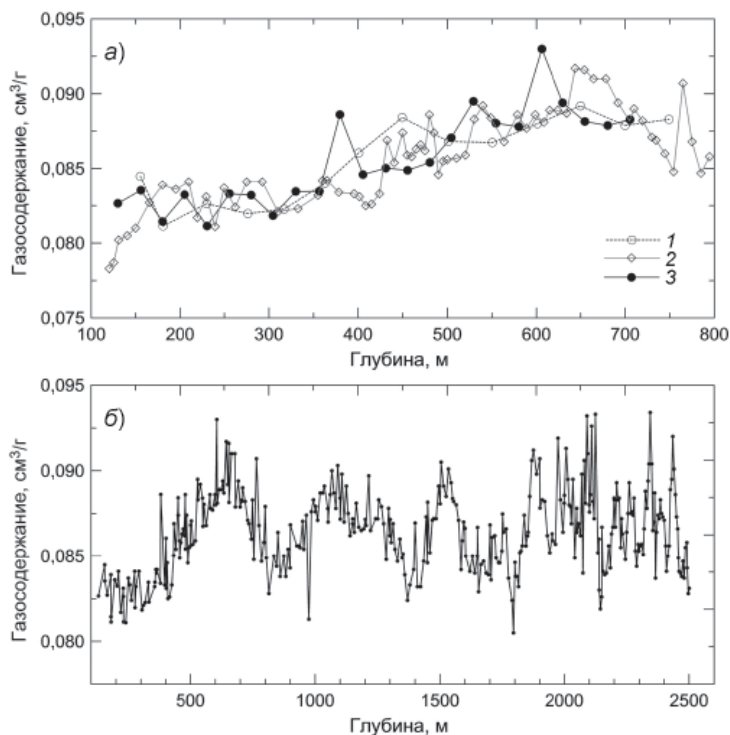


Рис. 1. Результаты измерения газосодержания ледяного керна со станции Купол Фуджи: *a* — данные, полученные тремя разными методами: 1 — волнометрический метод (Hondoh et al., 1999); 2 — параллельные измерения концентрации метана и общего газосодержания льда (Kawamura, 2001); 3 — барометрический метод (эта работа); *б* — сводный профиль газосодержания ледяного керна со станции Купол Фуджи. Все данные приведены к уровню значений, полученных барометрическим методом.

### МЕТОД И РЕЗУЛЬТАТЫ ОРБИТАЛЬНОГО ДАТИРОВАНИЯ КЕРНА

Сводный профиль газосодержания ледяного керна был преобразован во временной ряд  $V$  с помощью предварительной гляциологической временной шкалы DF1 (Hondoh et al., 2002). Соответствующая полученному ряду  $V$  интегральная летняя инсоляция ISI рассчитывалась для широты пункта бурения по формуле (1) с использованием решения уравнений небесной механики La2004 (Laskar et al., 2004). Пороговое значение среднесуточной инсоляции,  $w_{кр.}$ , подбиралось таким образом, чтобы отношение пиков периодограммы ряда ISI на частотах прецессии и наклона было равно этому отношению у ряда газосодержания. В нашем случае этому условию удовлетворяет значение  $w_{кр.} = 380 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ . Следовательно, по спектральным характеристикам, данному экспериментальному ряду  $V$  в наибольшей степени соответствует ISI 380.

Расчет временного запаздывания между рядами  $V$  и ISI 380 дает возможность откорректировать первоначальную грубую датировку ледяного керна, согласовав ее с более точной датировкой инсоляционной кривой. Для этого используется техника непрерывного вейвлет-преобразования, которая позволяет получить частотно-временное представление спектральной характеристики ряда.

Алгоритм орбитального датирования керна состоит из пяти основных этапов.

## 1. Первичная обработка данных

Она включает: а) исключение линейного тренда с помощью метода наименьших квадратов, б) нормирование данных по стандартному отклонению ряда, в) линейную передискретизацию данных (*resampling*) на равномерную сетку возрастов и г) дополнение временного ряда нулями так, чтобы конечное число элементов ряда равнялось степени двойки. Последняя операция необходима для ограничения так называемых краевых эффектов и увеличения скорости расчета преобразования Фурье. Важно отметить, что она уменьшает амплитуду спектра мощности по краям, тем сильнее, чем больше нулей было добавлено. Нормированные экспериментальные значения  $V$ , передискретизированные с шагом 1 тыс. лет, показаны точками на рис. 2а.

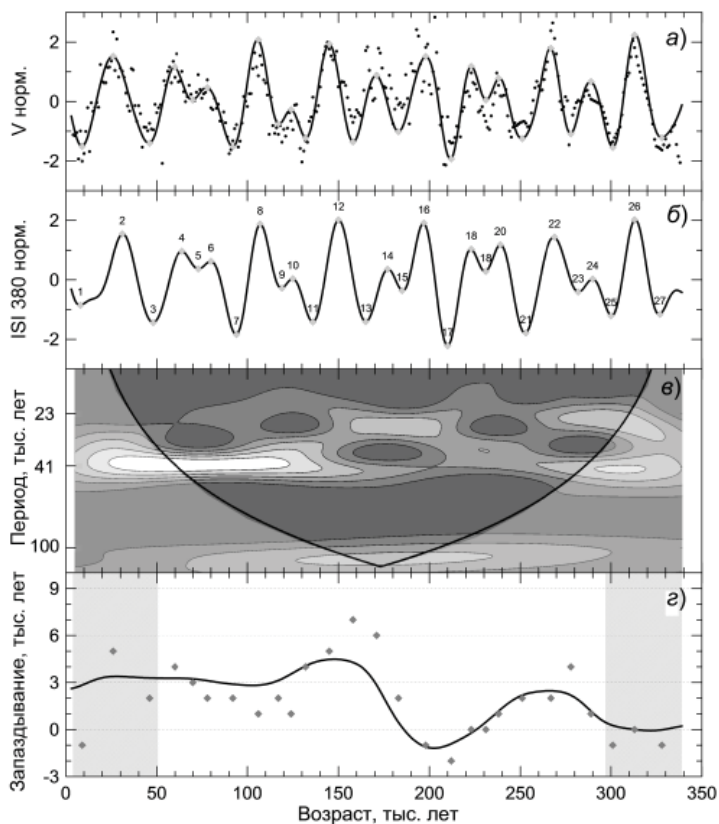


Рис. 2. Результаты CWT-анализа рядов газосодержания ( $V$ ) ледяного ядра со станции Купол Фуджи и местной инсоляции ISI 380.

а — отфильтрованный в полосе пропускания 15–46 тыс. лет нормированный ряд  $V$  (сплошная линия) и нормированные экспериментальные значения  $V$ , проинтерполированные с шагом 1 тыс. лет (точки); использована гляциологическая датировка ядра DF1 (Hondoh et al., 2002); б — отфильтрованный в полосе пропускания 15–46 тыс. лет нормированный ряд ISI 380 (график инвертирован); цифрами пронумерованы экстремумы инсоляционной кривой (обозначены ромбами); в — картина непрерывного вейвлет-преобразования (CWT) экспериментального ряда  $V$ ; более светлые тона соответствуют повышенной мощности вейвлет-спектра; на графике показан конус влияния краевых эффектов, внутри которого эти эффекты пренебрежимо малы; г — запаздывание отфильтрованного ряда  $V$  относительно ряда ISI 380, полученное методом вейвлет-преобразования (CWT) (сплошная линия) и методом совмещения экстремумов (ромбы). Заштрихованы зоны возможных краевых искажений на кривой запаздывания (см. текст).

## 2. Расчет CWT

Непрерывное вейвлет-преобразование реализуется путем свертывания ряда с так называемой вейвлетной функцией. В данной работе использовался вейвлет Морле, форма которого является наиболее подходящей для анализа климатических рядов (Melice, Servain, 2003; Raynaud et al., 2007; Lipenkov et al., 2011), а наличие действительной и мнимой частей позволяет извлечь информацию как об амплитуде, так и о фазе сигнала:

$$\psi(t) = \pi^{-\frac{1}{4}} e^{i\omega_0 t} e^{-\frac{t^2}{2}}, \quad (2)$$

где  $\omega_0 = 6$  — центральная частота,  $t$  — время,  $i$  — мнимая единица. Расчет CWT для временного ряда  $x(t)$  осуществляется с помощью программного обеспечения для matlab (доступно по ссылке <http://paos.colorado.edu/research/wavelets/software.html>), реализующего расчеты по формуле (Torrence, Compo 1997; Melice, Servain 2003):

$$W_x(\tau, s) = \frac{1}{s} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \psi^*\left(\frac{t-\tau}{s}\right) dt, \quad (3)$$

где  $\tau$  — сдвиг по времени,  $s$  — масштаб, а символ  $(^*)$  обозначает комплексное сопряжение. Сдвиг по времени определяет движение вейвлета по временной шкале сигнала (локализирует его во времени), в то время как масштаб отвечает за ширину вейвлета. Каждому масштабу соответствует конкретная длина периода  $\lambda$ . Зависимость  $\lambda(s)$  для вейвлета Морле определяется соотношением

$$\lambda = \frac{4\pi s}{\omega_0 + \sqrt{2 + \omega_0^2}}. \quad (4)$$

При  $\omega_0 = 6$  формула (4) дает  $\lambda = 1,03s$ . Множество используемых масштабов задается как

$$s_j = s_0 2^{jd_j}, \quad j = 0, 1, \dots, J, \quad (5)$$

где  $s_0$  — наименьший масштаб,  $d_j$  — шаг по сетке масштабов (он определяет разрешение спектра), а  $J$  определяет наибольший масштаб. Наименьший масштаб имеет смысл брать равным удвоенному шагу дискретизации, а наибольший подбирается исходя из длины временного ряда. Спектр мощности сигнала  $W_p$  (рис. 2б) используется для визуального представления частотно-временной характеристики данного ряда и определяется как квадрат модуля CWT:

$$W_p = |W_x(\tau, s)|^2. \quad (6)$$

Разрешение спектра мощности зависит от выбранного шага по сетке масштабов. Слишком большой шаг приводит к потере точности, а слишком маленький — к большому объему вычислений. Тестирование для различных шагов сетки показало, что для данных временных рядов оптимальным значением шага является 0,001. То есть результат расчета временного запаздывания при шаге, равном и меньшем этого значения, не претерпевает значительных изменений. Так как рассматриваемый ряд газосодержания имеет конечную длину, в его CWT присутствуют так называемые краевые эффекты — ошибки, вносимые во время преобразования Фурье. Область, в которой эти эффекты пренебрежимо малы, называется конусом влияния (см. рис. 2б). Его форма зависит от выбранного вейвлета.

### 3. Фильтрация рядов методом CWT

Для вычисления временного запаздывания между рядами двух взаимосвязанных характеристик  $x(t)$  и  $y(t)$  необходимо сначала отфильтровать каждый ряд, оставив только основные совпадающие частоты, чтобы минимизировать влияние шумов в данных. Фильтрация производится путем обрезания CWT на масштабах, не соответствующих выбранным периодам. В результате для дальнейшего анализа остается только информация о сигнале в определенной полосе частот. В нашем случае, когда в качестве  $x(t)$  и  $y(t)$  рассматриваются ряды газосодержания льда и инсоляции, совпадающими являются орбитальные периоды прецессии и наклона (23 и 41 тыс. лет), поэтому для фильтрации была выбрана полоса частот  $1/15$ – $1/46$  тыс. лет<sup>-1</sup>, охватывающая обе указанные компоненты. Для визуального представления фильтрованной кривой  $x_f(\tau)$ , производится расчет по формуле

$$x_f(\tau) = \frac{dj\sqrt{dt}}{c_\delta \Psi_0(0)} \sum_{s=s_1}^{s_2} \frac{\operatorname{Re}(W_x(\tau, s))}{\sqrt{s}}, \quad (7)$$

в которой  $\operatorname{Re}$  обозначает действительную часть,  $dt$  — шаг дискретизации по времени,  $s_1, s_2$  — наименьший и наибольший масштабы в выбранном диапазоне,  $c_\delta = 0,776$ ,  $\Psi_0(0) = \pi^{-1/4}$  — параметры используемой вейвлетной функции. Отфильтрованные ряды газосодержания ледяного керна с Купола Фуджи и ISI 380 приведены на рис. 2а и 2б соответственно.

### 4. Расчет кросс-вейвлетного спектра и временного запаздывания

После того, как для двух временных рядов  $x(t)$  и  $y(t)$  были рассчитаны CWT, производится расчет кросс-вейвлетного спектра фильтрованных рядов:

$$W_{xy}(\tau, s) = W_x(\tau, s) W_y^*(\tau, s), \quad (8)$$

где  $W_x$  и  $W_y$  — CWT соответствующих временных рядов после фильтрации. Действительная и мнимая части кросс-вейвлетного спектра содержат информацию о различиях между рядами соответственно в амплитуде и фазе. Опираясь на этот факт, можно оценить величину мгновенного фазового запаздывания:

$$\Delta\Phi(\tau) = \tan^{-1} \frac{\int_{s_1}^{s_2} \operatorname{Im}(W_x(\tau, s)) ds}{\int_{s_1}^{s_2} \operatorname{Re}(W_y(\tau, s)) ds}, \quad (9)$$

где  $s_1 < s_2$  — наименьший и наибольший масштабы фильтрации. Расчет мгновенного временного запаздывания производится по формулам

$$T(\tau) = \frac{\Delta\Phi(\tau)}{2\pi F(\tau)}, \quad (10)$$

$$F(\tau) = \frac{\int_{s_1}^{s_2} \lambda^{-1} |W_{xy}(\tau, s)| ds}{\int_{s_1}^{s_2} |W_{xy}(\tau, s)| ds}, \quad (11)$$

где  $F(\tau)$  — мгновенная частота, а  $\lambda$  обозначает зависимость периода от масштаба (см. формулу 4).

### 5. Построение орбитальной шкалы возраста кернa

Полученное мгновенное временное запаздывание ряда  $V$  относительно ряда ISI 380 показано на рис. 2г. Прибавляя значения запаздывания к предварительным возрастам членов ряда газосодержания, получаем орбитальную (абсолютную) датировку этого ряда. Глубины ледяного кернa с Купола Фуджи, соответствующие абсолютным возрастам экстремумов инсоляционной кривой ISI 380, пронумерованным на рис. 2б, приведены в таблице.

Для оценки ширины зон влияния краевых эффектов на расчет временного запаздывания в данной работе первоначально использовалась величина конуса влияния вдоль временной шкалы на масштабе, соответствующем 41 тыс. лет (см. рис. 2в). Было установлено, что краевой эффект пренебрежимо мал на временном отрезке от

Таблица

**Орбитальная шкала возраста ледяного кернa со станции Купол Фуджи**

Номер экстремума на кривой ISI 380	Глубина, м	Возраст, тыс. лет	Стандартная ошибка метода CWT, тыс. лет	Общая стандартная ошибка датирования льда, тыс. лет
1	181,0	8	0,66	2,1
2	660,6	31	0,48	2,1
3	850,1	48	0,39	2,1
4	1084,6	64	0,38	2,1
5	1176,7	73	0,38	2,1
6	1245,1	80	0,37	2,1
7	1374,8	94	0,36	2,1
8	1503,6	107	0,35	2,1
9	1623,2	119	0,37	2,1
10	1687,5	125	0,39	2,1
11	1803,9	136	0,44	2,1
12	1879,9	150	0,47	2,1
13	1951,1	165	0,44	2,1
14	2018,4	177	0,31	2,0
15	2061,2	185	0,24	2,0
16	2108,3	197	0,25	2,0
17	2156,6	210	0,25	2,0
18	2210,9	223	0,24	2,0
18	2236,8	231	0,24	2,0
20	2262,9	239	0,26	2,0
21	2306,1	253	0,31	2,0
22	2341,1	269	0,33	2,0
23	2371,1	282	0,31	2,0
24	2389,1	290	0,26	2,0
25	2408,5	300	0,24	2,0
26	2436,1	313	0,24	2,0
27	2466,2	327	0,25	2,0

*Примечание.* В таблице приведены глубины, на которых возраст льда в пределах указанной случайной погрешности равен возрасту экстремумов на инсоляционной кривой ISI 380 (см. рис. 2б).



примерно 300 тыс. до 50 тыс. лет назад (рис. 2з). Отметим, что ряд инсоляции может быть рассчитан для отрезков времени, значительно превышающих длину ряда газосодержания, что позволяет избежать вклада инсоляции в погрешность датирования, связанную с краевыми эффектами.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ МЕТОДА ОРБИТАЛЬНОГО ТЮНИНГА

Описанный выше метод расчета мгновенного запаздывания между двумя временными рядами имеет погрешности, которые обусловлены как естественным шумом экспериментальных данных (в нашем случае — ряда газосодержания льда), так и неопределенностями самого метода CWT. Результаты анализа будут зависеть, в частности, от формы и параметров вейвлетной функции (ширины вейвлета, шага сетки масштабов), выбор которых для данного конкретного приложения был обоснован в предыдущем разделе.

Дополнительные сложности в реализации метода орбитального тюнинга могут возникнуть из-за отсутствия четкого инсоляционного сигнала в ряде газосодержания льда на тех отрезках времени, для которых была характерна пониженная амплитуда изменений самой инсоляции. К таким периодам в истории Земли относятся, например, периоды с малым эксцентриситетом орбиты планеты и, соответственно, пониженным вкладом прецессионного движения земной оси в вековые изменения инсоляции (Landais et al., 2012).

Исследование погрешностей, вносимых методом CWT в расчет мгновенного временного запаздывания, было проведено нами методом симуляции. На первом этапе в качестве аналога отфильтрованного ряда  $V$  использовался ряд интегральной инсоляции ISI 380, рассчитанный для временного интервала 339–3 тыс. лет назад. Этот ряд сдвигался по временной шкале относительно самого себя на заданную величину временного запаздывания; значение сдвига в разных экспериментах изменялось в пределах от 1 до 8 тыс. лет. Затем методом CWT рассчитывалось временное запаздывание между двумя рядами, которое сравнивалось с заданным в эксперименте сдвигом.

Было установлено, что метод CWT систематически занижает постоянный временной сдвиг между рядами примерно на 7 %, а краевые эффекты в начальной и конечной точках ряда достигают 15 % от среднего рассчитанного временного запаздывания. Эксперименты показали, что ширина зон влияния и величина краевых эффектов зависят только от параметров выбранного вейвлета и с длиной ряда не связаны. Кроме этого, было обнаружено, что сама форма полученного в результате расчета временного запаздывания отличается от графика константы: помимо загибов в начале и конце ряда, обусловленных краевыми эффектами, наблюдаются также квазипериодические вариации вокруг среднего значения временного запаздывания со стандартным отклонением, которое слабо зависит от заданного временного сдвига рядов. В целом предварительные эксперименты показали, что с увеличением модуля временного запаздывания увеличивается ошибка его определения методом CWT.

В реальных рядах газосодержания льда доля инсоляционного сигнала составляет лишь 40–50 % от их общей изменчивости (Lipenkov et al., 2011). Оставшиеся 50–60 % приходятся на вариации  $V$ , обусловленные изменениями температуры воздуха, атмосферного давления и ветровой активности, а также на экспериментальные погрешности ряда (Raynaud et al., 2007). В связи с этим на втором этапе экспериментов, для оценки неопределенности, вносимой указанными шумовыми компонентами, был применен метод Монте-Карло: симуляция была проведена с добавлением в первоначальный ряд

ISI 380 равномерного шума с  $\sigma = 0,5\sigma_v$ , где  $\sigma_v$  — стандартное отклонение экспериментального ряда  $V$  после удаления тренда. Эксперименты с зашумленным рядом ISI 380 подтвердили факт увеличения систематической ошибки определения временного запаздывания методом CWT с ростом модуля запаздывания, причем отличие среднего расчетного значения запаздывания от заданного в эксперименте возросло до 9 %. Это означает, что для ряда газосодержания льда с Купола Фуджи максимальный систематический сдвиг составил 0,4 тыс. лет, а амплитуда квазипериодических колебаний достигает 0,3 тыс. лет. Максимальный краевой эффект обнаруживается в начале ряда и достигает 1,2 тыс. лет.

Таким образом, общая погрешность метода CWT складывается из трех компонентов: (1) систематического занижения величины временного запаздывания, (2) квазипериодических колебаний расчетных значений запаздывания вокруг их среднего значения, (3) краевых эффектов, имеющих место в связи с конечной длиной ряда. Значение систематической погрешности (недооценки) увеличивается с ростом истинного временного запаздывания. С помощью метода Монте-Карло симуляции была обнаружена линейная зависимость между значениями истинного и среднего расчетного временного запаздывания, которая в дальнейшем использовалась для коррекции расчетных данных:

$$T_r(\tau) = 1,088T_c(\tau) - 0,009, \quad (12)$$

где  $T_r(\tau)$  — истинное временное запаздывание,  $T_c(\tau)$  — среднее расчетное временное запаздывание.

Амплитуда квазипериодических вариаций также увеличивается с ростом  $T_c(\tau)$ . Связь между этими величинами на отрезках времени, не подверженных краевым эффектам (для Купола Фуджи — 300–50 тыс. лет назад), можно аппроксимировать линейным уравнением

$$\sigma_1(\tau) = 0,007T_c(\tau) + 0,237, \quad (13)$$

где  $\sigma_1(\tau)$  — стандартное отклонение расчетного временного запаздывания.

Ошибку, связанную с двумя вышеупомянутыми эффектами, можно выразить формулой

$$\sigma_2 = \sqrt{(0,007T(\tau) + 0,237)^2 + (0,088T(\tau) - 0,009)^2}. \quad (14)$$

Величина краевого эффекта является двухпараметрической функцией, зависящей от момента времени и от величины временного запаздывания. Влияние краевого эффекта уменьшается с увеличением расстояния от начала ряда и уменьшением истинного временного запаздывания. Поскольку последнее неизвестно, в расчетах использовалось максимальное значение запаздывания вне зоны краевых эффектов, которое равно 5 тыс. лет. Для этого значения были получены зависимости расчетного запаздывания от времени в зоне краевых эффектов:

$$T_r(\tau) = 0,013\tau + 3,995, \quad (15)$$

$$T_r(\tau) = -0,002\tau + 5,347, \quad (16)$$

где  $T_r(\tau)$  и  $T_l(\tau)$  — величины временного запаздывания на промежутках времени от 3 тыс. до 50 тыс. лет и от 300 тыс. до 339 тыс. лет соответственно.

На основании формул (12)–(16) общую погрешность, внесенную тремя вышеуказанными эффектами, можно выразить формулой

$$\sigma_3(\tau) = \begin{cases} \sqrt{\sigma_2^2 + (0,013(50 - \tau))^2}, & \tau \in [3, 50] \\ \sqrt{\sigma_2^2}, & \tau \in [51, 299] \\ \sqrt{\sigma_2^2 + (-0,002(300 - \tau))^2}, & \tau \in [300, 339] \end{cases} \quad (17)$$

Отметим, что описанные выше зависимости получены на основе экспериментов с постоянным на всем протяжении рядов временным запаздыванием. Изменение запаздывания по времени, характерное для реальных рядов  $V$  и ISI (см. рис. 2з), может вносить дополнительные погрешности в метод его определения, которые будут предметом дальнейших исследований.

Помимо описанных выше погрешностей метода CWT результат орбитального датирования может зависеть от метода фильтрации рядов, типа инсоляционной кривой, относительно которой осуществляется тюнинг ряда  $V$ , и начальной временной шкалы этого ряда. Для определения чувствительности орбитальной датировки к выбору указанных элементов мы сравнили альтернативные датировки, полученные с тем или иным отклонением от стандартной процедуры датирования, с основной орбитальной шкалой керна, построенной по стандартному алгоритму (см. предыдущий раздел) и откорректированной на систематический сдвиг расчетного запаздывания в соответствии с формулой (12). Результаты сравнения приведены на рис. 3.

В частности, был рассмотрен вариант с использованием для фильтрации рядов кусочно-линейного фильтра с прямоугольным окном (фильтр PLF) в полосе частот  $0,022 \pm 0,043$  тыс. лет<sup>-1</sup> (Paillard et al., 1996). Среднее отклонение альтернативной датировки от основной в этом случае составило 0,45 тыс. лет, максимальное не превысило 0,9 тыс. лет (рис. 3, кривая 2).

Расчеты показали, что орбитальная датировка также мало чувствительна к выбору порогового значения в расчете ряда интегральной летней инсоляции ISI: изменения  $w_{кр.}$  в пределах от 340 до 500 Вт·м<sup>-2</sup> приводят лишь к незначительным (<0,5 тыс. лет) откло-

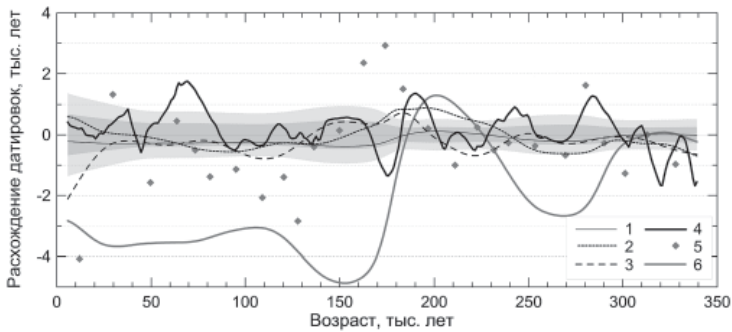


Рис. 3. Сравнение орбитальных шкал возраста керна со станции Купол Фуджи, полученных путем совмещения рядов газосодержания и местной инсоляции.

Кривые 1–6 показывают разницу в возрасте льда по альтернативным шкалам и основной орбитальной шкале (см. текст). Альтернативные шкалы отличаются от основной следующим образом: 1 — не сделана коррекция на систематическое смещение запаздывания, рассчитанного методом CWT; 2 — для фильтрации рядов  $V$  и ISI 380 использован PLF фильтр; 3 — вместо ISI 380 использован ряд среднесуточной инсоляции в день зимнего солнцестояния (21 декабря); 4 — для начальной датировки ряда  $V$  использована шкала возраста керна DF2; 5 — вместо метода CWT использовался метод совмещения экстремумов отфильтрованных рядов  $V$  и ISI 380; 6 — начальная датировка керна DF1. Затушеванные зоны показывают область случайных погрешностей метода CWT: темно-серый цвет —  $1\sigma$ , светло-серый —  $2\sigma$ .

нениям альтернативных датировок от основной орбитальной шкалы, построенной с использованием кривой ISI 380. Более значительные отклонения возникают при замене ISI 380 на среднесуточную инсоляцию в день зимнего солнцестояния (21 декабря), как было предложено в работе (Kawamura et al., 2007). Однако и в этом случае расхождение датировок не превышает 0,8 тыс. лет в неподверженной краевым эффектам области ряда (рис. 3, кривая 3).

Исследование влияния начальной временной шкалы ядра на результат орбитального тюнинга было проведено с использованием альтернативной гляциологической шкалы ядра Купола Фуджи DF2 (Hondoh et al., 2004). Расчеты показали, что полученная на основе DF2 орбитальная датировка ядра отличается от основной в среднем на 0,5 тыс. лет и максимально не более чем на 2 тыс. лет (рис. 3, кривая 4). Таким образом, результат орбитального датирования оказался более всего чувствителен к выбору начальной (предварительной) датировки ряда *V*.

В некоторых работах временное запаздывание между рядами определяли методом совмещения экстремумов отфильтрованных рядов (Kawamura et al., 2007). Сравнение полученных различными методами (CWT и совмещение пиков) временных запаздываний между симулированными зашумленными рядами показало, что метод сравнения пиков работает хуже, чем CWT. Он демонстрирует большее, чем метод CWT, случайное отклонение от истинного временного запаздывания и поэтому мало пригоден для орбитального датирования рядов газосодержания льда. В случае экспериментального ряда *V*, полученного на Куполе Фуджи, временное запаздывание по методу пиков хорошо согласуется с таковым, полученным с помощью CWT, только на временных промежутках 50–150 тыс. лет и 170–300 тыс. лет (рис. 2з). Наибольшие расхождения наблюдаются на участке 150–170 тыс. лет, который характеризуется повышенным разбросом экспериментальных данных (см. рис. 2а), а также в зонах краевых эффектов. Максимальное расхождение между полученными датировками достигает 3 тыс. лет (рис. 3).

Затушеванные зоны на рис. 3 показывают область случайных погрешностей расчета временных запаздываний методом CWT ( $\sigma$  и  $2\sigma$ ), рассчитанных по формуле (17). Из графика видно, что альтернативные датировки, за исключением той, которая основана на использовании предварительной временной шкалы DF2, в основном дают результаты, совпадающие с основной орбитальной датировкой в пределах установленной погрешности ( $2\sigma$ ) метода CWT. Суммарная случайная погрешность построенной нами орбитальной временной шкалы ледяного ядра с Купола Фуджи, учитывающая расхождения этой шкалы с возможными альтернативными орбитальными датировками, приведена в таблице.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненное исследование показало, что техника непрерывного вейвлет-преобразования, CWT, идеально подходит для построения орбитальной хронологической шкалы ледяного ядра путем совмещения ряда газосодержания льда с точно датированным расчетным рядом инсоляции. Впервые проведены численные эксперименты, которые позволили обнаружить незначительную (до 0,4 тыс. лет) систематическую недооценку временного запаздывания, рассчитанного методом CWT, и определить случайную погрешность метода, которая варьирует в пределах 0,24–0,66 тыс. лет для рассмотренной в работе временной шкалы ядра со станции Купол Фуджи. Определена степень зависимости результатов орбитального тюнинга от выбора предварительной

хронологической шкалы керна, инсоляционной кривой и метода фильтрации рядов. Установлено, что с учетом вклада всех перечисленных источников ошибок общая стандартная погрешность орбитальной шкалы возраста керна Купола Фуджи не превышает  $\pm 2,1$  тыс. лет (см. таблицу).

Полученные оценки, однако, касаются лишь погрешностей, связанных с реализацией самого алгоритма орбитального тунинга. Дополнительный вклад в суммарную ошибку возраста льда может вносить систематическая погрешность, возникающая в случае невыполнения базового положения метода, которое предполагает мгновенное, без запаздывания отражение изменений местной инсоляции в соответствующих изменениях общего газосодержания ледяной породы. Для проверки этого положения мы сравнили ряд изотопного ( $\delta^{18}\text{O}$ ) состава льда с Купола Фуджи на орбитальной временной шкале с рядом содержания дейтерия ( $\delta\text{D}$ ) в керне станции Восток на временной шкале AICC2012 (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013). С целью облегчения сопоставления рядов  $\delta^{18}\text{O}$  и  $\delta\text{D}$  они были пронормированы и отфильтрованы низкочастотным фильтром, пропускающим колебания с периодами  $>10$  тыс. лет.

При анализе изотопных рядов, представленных на рис. 4, мы исходили из следующего.

1. Хронологическая шкала AICC2012, созданная в результате синтеза и синхронизации всех имеющихся данных о возрасте льда в кернах из пяти глубоких скважин, пробуренных в Антарктиде (Восток, EDC, EDML, Купол Талос) и Гренландии (NGRIP), априори рассматривается как наиболее точная из доступных датировок и, следовательно, может быть использована для тестирования орбитальной временной шкалы, разработанной нами для Купола Фуджи, тем более что данные этой станции при создании AICC2012 не учитывались. Стандартная ошибка датировок AICC2012 на интересующем нас временном отрезке меняется от  $\pm 0,6$  тыс. лет до  $\pm 3,3$  тыс. лет, а в среднем составляет  $\pm 2,0$  тыс. лет (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013).

2. Низкочастотные вариации температуры с периодами  $>10$  тыс. лет и соответствующие им изменения изотопного состава аккумулирующегося льда происходили

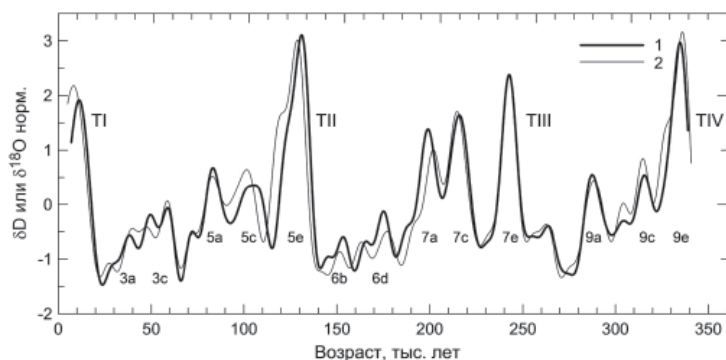


Рис. 4. Изменение изотопного состава антарктического льда за последние 340 тыс. лет по данным кернов со станций Купол Фуджи и Восток:

1 — ряд  $\delta^{18}\text{O}$  керна Купола Фуджи (Watanabe et al., 2003) на орбитальной временной шкале, полученной в этой работе; 2 — ряд  $\delta^{18}\text{D}$  керна станции Восток (Petit et al., 1999), на временной шкале AICC2012 (Bazin et al., 2013; Veres et al., 2013). Оба ряда отфильтрованы фильтром низких частот ( $<10^{-4}$  год $^{-1}$ ) и пронормированы по стандартному отклонению. TI-TIV — терминатии ледниковых периодов; цифрами с буквами обозначены морские изотопные стадии по классификации (Railsback et al., 2015).

синхронно и имели одинаковую амплитуду в районах станций Восток и Купол Фуджи в течение последних 340 тыс. лет (Watanabe et al., 2003).

Таким образом, в идеальном случае — при условии абсолютной точности используемых датировок — отфильтрованные ряды изотопного состава льда в двух указанных пунктах бурения должны быть практически идентичными.

Как видно из рис. 4, несмотря на достаточно хорошее совпадение между двумя изотопными кривыми как по амплитуде, так и по фазе вариаций, на некоторых участках временной шкалы наблюдаются заметные расхождения. Частично они могут быть объяснены различием условий в источниках влаги, откуда поступают осадки в районы Востока и Купола Фуджи (Watanabe et al., 2003). На некоторых участках рядов (стадии 3а, 3с, 6b и 6d на рис. 4) малая амплитуда вариаций изотопного состава затрудняет идентификацию и сопоставление изотопных стадий. Фазовое рассогласование наиболее значительных климатических изменений, связанных с терминациями ледниковых периодов (ТИ-TIV), меняется от нуля для третьей терминации до 2 тыс. лет для второй и первой. Максимальное расхождение в датировках крупных климатических событий наблюдается для изотопных стадий 5с (4,3 тыс. лет) и 7а (3,1 тыс. лет). Отметим, что лишь в одном случае (изотопная стадия 5с) обнаруженное расхождение незначительно превышает сумму стандартных ошибок нашей временной шкалы и шкалы AICC2012.

Таким образом, выполненный анализ подтверждает надежность сделанной выше оценки погрешности датирования льда по ряду его газосодержания. Стандартная ошибка этого метода составляет порядка  $\pm 2$  тыс. лет и, следовательно, не превышает стандартной погрешности оптимизированной временной шкалы AICC2012. Следующим шагом в разработке орбитального метода датирования льда по данным о его газосодержании должно стать создание согласованной орбитальной шкалы ледяных кернов со станций Восток, Конкордия и Купол Фуджи, для которых получены ряды газосодержания льда с высоким временным разрешением.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант 14-27-00030.*

*Авторы благодарят профессора Т. Хондо за предоставление образцов керна со станции Купол Фуджи для проведения контрольных измерений газосодержания льда, руководство Лаборатории гляциологии и геофизики окружающей среды (г. Гренобль, Франция) за техническое содействие в проведении этих измерений, а также Д. Рэйно (D. Raynaud) за многочисленные полезные дискуссии и советы.*

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Bazin L., Landais A., Lemieux-Dudon B., Toyé Mahamadou Kele H., Veres D., Parrenin F., Martinerie P., Ritz C., Capron E., Lipenkov V., Loutre M.-F., Raynaud D., Vinther B., Svensson A., Rasmussen S., Severi M., Blunier T., Leuenberger M., Fischer H., Masson-Delmotte V., Chappellaz J., Wolff E. An optimized multi-proxies, multi-site Antarctic ice and gas orbital chronology (AICC2012): 120–800 ka // *Climate of the Past*. 2013. Vol. 9. № 4. P. 1715–1731. doi: 10.5194/cp-9-1715-2013.
- Berger A. Long-term variations of daily insolation and Quaternary climatic change // *J. Atmos. Sci.* 1978. Vol. 35. P. 463–467. doi: [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469\(1978\)035<2362:LTVO-DI>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0469(1978)035<2362:LTVO-DI>2.0.CO;2)
- Hondoh T., Narita H., Hori A., Fujii M., Shoji H., Kameda T., Mae S., Fujita S., Ikeda T., Fukazawa H., Fukumura T., Azuma N., Wang Y., Kawada K., Watanabe O., Motoyama H. Basic analyses of Dome Fuji deep ice core. Part 2: Physical properties // *Proc. NIPR Symp. Polar Meteorol. Glaciol.* 1999. Vol. 13. P. 90–98.

- Hondoh T., Shoji H., Watanabe O., Tsyganova E.A., Salamatin A.N., Lipenkov V.Ya.* Average time scale for Dome Fuji ice core, East Antarctica // *Polar Meteorol. Glaciol.* 2004. Vol. 18. P. 1–18.
- Hondoh T., Shoji H., Watanabe O., Salamatin A.N., Lipenkov V.Ya.* Depth-age and temperature prediction at Dome Fuji station, East Antarctica // *Annals of Glaciology.* 2002. Vol. 35. № 1. P. 384–390. doi: <http://dx.doi.org/10.3189/172756402781817013>.
- Huybers P.* Early Pleistocene glacial cycles and the integrated summer insolation forcing // *Science.* 2006. Vol. 313. № 5786. P. 508–511. doi: 10.1126/science.1125249.
- Kawamura K.* Variations of atmospheric components over the past 340,000 years from Dome Fuji deep ice core, Antarctica // Tohoku University. Sendai. 2000. Vol. 182. doi: 10.11501/3188644.
- Kawamura K., Parrenin F., Lisiecki L., Uemura R., Vimeux F., Severinghaus J.P., Hutterli M.A., Nakazawa T., Aoki S., Jouzel J., Raymo M.E., Matsumoto K., Nakata H., Motoyama H., Fujita S., Goto-Azuma K., Fujii Y., Watanabe O.* Northern Hemisphere forcing of climatic cycles in Antarctica over the past 360,000 years // *Nature.* 2007. Vol. 448. P. 912–916. doi: 10.1038/nature06015.
- Laskar J., Robutel P., Joutel F., Gastineau M., Correia A.C.M., Levrard B.* A long-term numerical solution for the insolation quantities of the Earth // *Astronomy and Astrophysics.* 2004. Vol. 428. P. 261–285. doi: 10.1051/0004-6361:20041335.
- Lipenkov V., Candaudap F., Ravoire J., Dulac E., Raynaud D.* Instruments and Methods: A new device for the measurement of air content in polar ice // *Journal of Glaciology.* 1995. Vol. 41. № 138. P. 423–429. doi: <http://dx.doi.org/10.3198/1995JoG41-138-423-429>.
- Lipenkov V.Ya., Raynaud D., Loutre M.F., Duval P.* On the potential of coupling air content and O<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> from trapped air for establishing an ice core chronology tuned on local insolation // *Quaternary Science Reviews.* 2011. Vol. 30. № 23–24. P. 3280–3289. doi: 10.1016/j.quascirev.2011.07.013.
- Martinerie P., Lipenkov V., Raynaud D.* Correction of the air content measurements in polar ice for the effect of cut bubbles at the surface of the sample // *Journal of Glaciology.* 1990. Vol. 36. № 124. P. 299–303. doi: <http://dx.doi.org/10.3198/1990JoG36-124-299-303>.
- Mélice, J.L., Servain J.* The tropical Atlantic meridional SST gradient index and its relationship with the SOI, NAO and Southern Ocean // *J. Climate Dynamics.* 2003. Vol. 20. № 5. P. 447–464. doi: 10.1007/s00382-002-0289-x.
- Paillard D., Labeyrie L., Yiou P.* Macintosh Program Performs Time-Series Analysis // *EOS. Transact. AGU.* 1996. Vol. 77. № 39. P. 379. doi: 10.1029/96EO00259.
- Petit J.R., Jouzel J., Raynaud D., Barkov N.I., Barnola J.M., Basile I., Bender M., Chappellaz J., Davis M., Delague G., Delmotte M., Kotlyakov V.M., Legrand M., Lipenkov V.Ya., Lorius C., Pepin L., Ritz C., Saltzman E., Stievenard M.* Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica // *Nature.* 1999. Vol. 399. № 6735. P. 429–436.
- Railsback L.B., Gibbard P.L., Head M.J., Voarintsoa N.R., Toucanne S.* An optimized scheme of lettered marine isotope substages for the last 1.0 million years, and the climatostratigraphic nature of isotope stages and substages // *Quaternary Science Reviews.* 2015. Vol. 111 P. 94–106. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.quascirev.2015.01.012>.
- Raynaud D., Lipenkov V.Ya., Lemieux-Dudon B., Duval P., Loutre M.-F., Lhomme N.* The local insolation signature of air content in Antarctic ice. A new step toward an absolute dating of ice records // *Earth and Planetary Science Letters.* 2007. Vol. 261. № 3–4. P. 337–349. doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2007.06.025>
- Torrence C., Compo G.P.* A practical guide to wavelet analysis // *Bulletin of the American Meteorological Society.* 1998. Vol. 79. № 1. doi: [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477\(1998\)079<0061:APGTWA>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0477(1998)079<0061:APGTWA>2.0.CO;2).
- Veres D., Bazin L., Landais A., Toyé Mahamadou Kele H., Lemieux-Dudon B., Parrenin F., Martinerie P., Blayo E., Blunier T., Capron E., Chappellaz J., Rasmussen S., Severi M., Svensson A., Vinther B.,*

*Wolff E.* The Antarctic ice core chronology (AICC2012): an optimized multi-parameter and multi-site dating approach for the last 120 thousand years // *Climate of the Past*. 2013. Vol. 8. № 6. P. 6011–6049. doi:10.5194/cp-9-1733-2013.

*Watanabe O., Jouzel J., Johnsen S., Parrenin F., Shojik H., Yoshida N.* Homogeneous climate variability across East Antarctica over the past three glacial cycles // *Nature*. 2003. Vol. 422. № 6931. P. 509–512.

*Watanabe O., Kamiyama K., Motoyama H., Fujii Y., Shoji H., Satow K.* The paleoclimate record in the ice core at Dome Fuji station, East Antarctica // *Annals of Glaciology*. 1999. Vol. 29. № 1. P. 176–178. doi:http://dx.doi.org/10.3189/172756499781821553.

*A.A. SKAKUN, V.Ya. LIPENKOV*

### **ASSESSING THE UNCERTAINTIES OF AN ICE CORE TIME SCALE BASED ON ORBITAL TUNING OF AIR CONTENT RECORDS: A CASE STUDY OF THE DOME FUJI (ANTARCTICA) ICE CORE**

We have further elaborated an algorithm for implementing a new method of ice core dating, which is based on the link between air content of ice and local insolation (Raynaud et al., 2007).

Our study proves that continuous wavelet transform (CWT) is the most suitable tool for tuning the preliminary dated air content records on the calculated local insolation time series. The uncertainties associated with applying this technique to the experimental air content records have been thoroughly investigated. The new dating method was for the first time applied to constructing the orbital time scale for the Dome Fuji ice core, using a composite air content record obtained from this site. A standard error of the thus obtained timescale was evaluated not to exceed  $\pm 2.1$  ka, that is, close to the standard error of the optimized multi-proxy, multi-site AICC2012 chronology, previously developed for five drilling sites in Antarctica and Greenland.

*Keywords:* ice core, air content of ice, insolation, ice dating, wavelet transform, paleoclimate.