

02.2

Поиск аксиоэлектрического эффекта в атомах Кг для солнечных аксионов

© Е.Ф. Бубнов¹, Ю.М. Гаврилюк², А.Н. Гангапшев², А.В. Дербин¹, И.С. Драчнев¹, В.В. Казалов², В.В. Кузьминов², В.Н. Муратова¹, Д.А. Текуева², Е.В. Унжаков¹, С.П. Якименко²

¹ Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“, Гатчина, Ленинградская обл., Россия

² Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

E-mail: derbin_av@pnpi.nrcki.ru

Поступило в Редакцию 6 декабря 2023 г.

В окончательной редакции 6 декабря 2023 г.

Принято к публикации 8 декабря 2023 г.

Проведен поиск аксиоэлектрического эффекта в атомах криптона для солнечных аксионов. Для поиска использовался газовый пропорциональный счетчик, расположенный в низкофоновой установке в подземной лаборатории Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН. В результате получены новые ограничения на константу связи аксиона с электроном ($|g_{Ae}| \leq 4.9 \cdot 10^{-11}$) и на произведение констант связи с электроном и фотоном ($|g_{Ae}g_{Ay}| \leq 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ GeV}^{-1}$), все для уровня достоверности 90%.

Ключевые слова: солнечные аксионы, темная материя, аксионоподобные частицы.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.06.57305.19829

Регистрация аксионов, гипотетических [1], но очень популярных частиц, которые одновременно решают проблему CP -сохранения в сильных взаимодействиях и являются хорошо мотивированными кандидатами на роль частиц темной материи, основана на эффективных константах связи аксионов с фотонами g_{Ay} , электронами g_{Ae} и нуклонами g_{AN} [2,3]. Подробный обзор теоретических и экспериментальных работ по аксионной тематике представлен в [4]. Основными реакциями, предлагаемыми для детектирования, являются конверсия аксионов в фотоны в магнитном поле или в поле ядра, распад аксиона на два фотона, комптоновская конверсия и аксиоэлектрический эффект. Аксиоэлектрический эффект (АЭ), который рассматривается в настоящей работе, является аналогом фотоэффекта. В результате реакции аксион исчезает, при этом появляется свободный электрон и последующее характеристическое рентгеновское излучение атома. Сечение АЭ прямо пропорционально сечению фотоэффекта и константе g_{Ae}^2 , число событий АЭ зависит от потока и спектра налетающих на детектор аксионов.

Аксионы могут образовываться на Солнце в целом ряде процессов. Аксионы возникают в результате тормозного излучения $e + Z \rightarrow Z + e + A$, комптоновского процесса $\gamma + e \rightarrow e + A$ и в процессах разрядки рекомбинации в атомах. Поток и спектры данных аксионов пропорциональны g_{Ae}^2 и были вычислены в нескольких работах [5–9]. В наших вычислениях мы использовали табличный спектр аксионов ($d\Phi_{Ae}/dE_A$) из работы [9], в которой дополнительно учитывается излучение аксионов в атомных процессах.

Аксионы появляются при конверсии тепловых фотонов в электромагнитном поле плазмы (эффект Прима-

кова), их поток определяется величиной g_{Ay}^2 . Энергетический спектр аксионов, образующихся в результате данного эффекта, задается следующей параметризацией [10]:

$$\frac{d\Phi_{Ay}}{dE_A} = 6.02 \cdot 10^{30} g_{Ay}^2 E_A^{2.481} e^{-E_A/1.205}. \quad (1)$$

Здесь значение потока $d\Phi_{Ay}/dE_A$ приведено в единицах $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$, энергия E_A дана в единицах keV , а g_{Ay} — в единицах GeV^{-1} .

Сечение аксиоэлектрического эффекта σ_{ae} пропорционально сечению фотоэффекта σ_{pe} и константе g_{Ae} [11]:

$$\sigma_{ae}(E_A, m_A) = \sigma_{pe} \frac{3g_{Ae}^2 E_A^2}{16\pi\alpha m_e^2 \beta_A} \left(1 - \frac{\beta_A^2}{3}\right), \quad (2)$$

где $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры, m_e — масса электрона, $\beta_A = p_A/E_A$ — скорость аксиона. Сечения фотоэффекта и аксиоэлектрического эффекта для криптона в зависимости от энергии показаны на рис. 1 для значения $g_{Ae} = 1$ и массы аксиона $m_A = 0$.

Спектр зарегистрированной энергии выбитого электрона, оже-электронов и рентгеновского излучения выглядит следующим образом:

$$\frac{dN}{dE} = \sigma_{ae}(E_A, m_A) \left[\frac{d\Phi_{Ae}}{dE_A} + \frac{d\Phi_{Ay}}{dE_A} \right]. \quad (3)$$

Ожидаемые спектры Кг-детектора для двух источников солнечных аксионов $d\Phi_{Ae}/dE_A$ и $d\Phi_{Ay}/dE_A$, связанных с константами g_{Ae} и g_{Ay} , показаны на рис. 1 линиями 3 и 4 (правая шкала). Спектры приведены в единицах $\text{kg}^{-1} \cdot \text{year}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$ для значений $m_A = 0$, $g_{Ae} = 10^{-11}$ и $g_{Ay} = 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$.

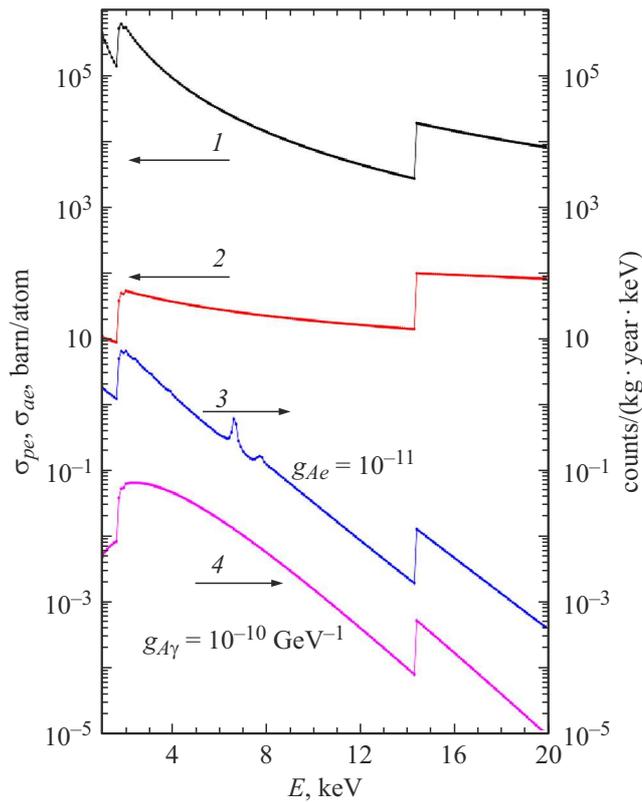


Рис. 1. Сечение фотоэффекта (1) и аксиоэлектрического эффекта (2) для атома Kr при $g_{Ae} = 1$ и $m_A = 0$ (левая шкала); ожидаемые спектры Kr-детектора при $g_{Ae} = 10^{-11}$ (3) и $g_{A\gamma} = 10^{-10} \text{ GeV}^{-1}$ (4) (правая шкала).

Для сравнения со спектром, измеренным в эксперименте, выражение (3) нужно усреднить, используя функцию отклика детектора. Число зарегистрированных аксионов будет зависеть от числа атомов криптона в мишени, времени измерений и эффективности детектора, а вероятность наблюдения формы спектра, соответствующей аксиоэлектрическому эффекту, будет определяться уровнем фона экспериментальной установки.

Для регистрации электрона, рентгеновских квантов и оже-электронов, возникающих в результате аксиоэлектрического эффекта, использовался большой пропорциональный газовый счетчик, заполненный криптоном, обогащенным по изотопу ^{83}Kr до 99%. Счетчик находится внутри низкофоновой установки, размещенной в подземной лаборатории Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН, где проводится эксперимент по поиску резонансного поглощения солнечных аксионов ядрами ^{83}Kr [12,13]. Низкофоновая установка расположена на глубине 4900 m водного эквивалента, на которой поток мюонов составляет $2.60 \pm 0.09 \text{ m}^{-2} \cdot \text{day}^{-1}$. Цилиндрический счетчик изготовлен из меди в форме цилиндра и окружен пассивной защитой из меди, свинца и полиэтилена. Роль анода выполняет позолоченная вольфрамовая нить, натянутая по центру цилиндра. Полный объем камеры составляет 10.8 л, увеличение диаметра анода с

целью исключения влияния торцевых эффектов на сбор зарядов уменьшает рабочий объем до 8.8 л. Счетчик заполнен криптоном при давлении 1.8 bar, масса изотопа ^{83}Kr в рабочем объеме счетчика равняется 58 г.

Форма импульса оцифровывается с частотой 12.5 МГц. Время нарастания переднего фронта позволяет отбирать события вблизи катода. Отношение амплитуд импульса первичной ионизации и импульса вторичной фотоэмиссии с катода позволяет определить положение события вдоль анодной оси и отобрать события в центральной части детектора. Энергетическое разрешение газовой камеры при энергии 10 keV составляет $\sigma = 420 \text{ eV}$. Экспериментальная установка подробно описана в наших работах [12,13].

Спектр газового счетчика, измеренный за 777 суток живого времени, показан на рис. 2. В спектре присутствуют два хорошо выраженных пика. Пик с энергией 8 keV соответствует характеристическому рентгеновскому излучению меди, из которой изготовлен корпус камеры. Второй пик обусловлен EC-распадами долгоживущего изотопа ^{81}Kr . Вклад в уширение второго пика дополнительно вносят рентгеновские кванты криптона

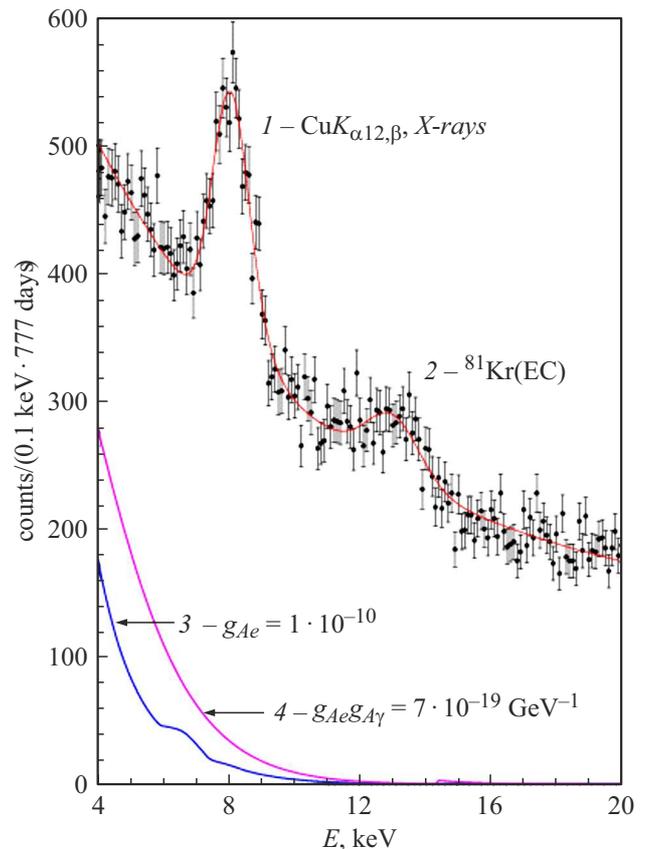


Рис. 2. Спектр Kr-счетчика и результаты подгонки теоретической формой. 1 — пики рентгеновского излучения меди; 2 — пик, связанный с распадом ^{81}Kr и рентгеновским излучением атомов Kr и Br; 3 — ожидаемый спектр от аксиоэлектрического эффекта для $g_{Ae} = 10^{-10}$; 4 — ожидаемый спектр от аксионов Примакова для $g_{Ae} g_{A\gamma} = 7 \cdot 10^{-19} \text{ GeV}^{-1}$.

и брома, вылетающие из нечувствительной области газового счетчика.

Имеющееся энергетическое разрешение детектора позволило провести длительные измерения начиная с порога 4 keV. Для Kr-детектора функция отклика для электронов и фотонов в исследуемой области энергий хорошо описывается гауссианом. Измеренный спектр в интервале 4–20 keV подгонялся функцией для непрерывного фона $F_{bkg}(E)$ и двумя гауссовыми пиками, у которых все три параметра (положение, дисперсия и амплитуда) были свободными. Функция, описывающая непрерывный фон, имела постоянную составляющую фона и экспоненциальную зависимость фона с двумя параметрами: $F_{bkg}(E) = a + b \exp(-c(E - 4))$. Таким образом, варьировалось девять параметров.

Дополнительно к подгоночной функции добавлялся спектр с формой, ожидаемой в результате аксиоэлектрического эффекта, вычисленный в соответствии с (3). Мы отдельно рассмотрели два случая для потока аксионов, образование которых в Солнце связано только с константой g_{Ae} или только с g_{Ay} . Поскольку сечение АЭ пропорционально g_{Ae}^2 , число зарегистрированных аксионов будет пропорционально g_{Ae}^4 и $g_{Ay}^2 g_{Ae}^2$ для первого и второго случаев соответственно.

Подгонка проводилась в интервале 4–20 keV путем поиска минимума χ^2 . Результаты подгонки при $g_{Ae} = 0$ и $g_{Ay} = 0$, соответствующие минимуму $\chi^2 = 162.0/152$, показаны сплошной линией на рис. 2. При подгонке с включением спектров от АЭ значения числа событий в спектре, соответствующих минимуму χ^2 , оказались отрицательными в обоих случаях. Для установления верхнего предела числа событий в спектре использовался стандартный метод построения профиля $P(\chi^2)$. Определенные верхние ограничения числа зарегистрированных аксионов составили 160 и 290 событий для спектров аксионов, связанных с константами g_{Ae} и g_{Ay} соответственно.

Полученные верхние пределы скорости счета аксионов позволили ввести ограничения на константу $|g_{Ae}| \leq 4.9 \cdot 10^{-11}$ и на произведение констант $|g_{Ae} g_{Ay}| \leq 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ GeV}^{-1}$. Полученные пределы справедливы для области масс аксиона 0–4 keV, при больших массах требуется учитывать модификацию спектра аксионов.

Полученные ограничения являются модельно-независимыми ограничениями константы связи аксиона (или любой другой псевдоскалярной аксионоподобной частицы) с электроном и фотоном. Ограничение на $|g_{Ae} g_{Ay}|$ впервые получено с использованием реакции аксиоэлектрического эффекта, является наиболее строгим для масс аксиона более 0.6 eV и улучшает в 2–20 раз ограничения из работы [14]. Предел на $|g_{Ae}|$ существенно улучшает результат [15] и близок к результату, полученному в предположении, что потери энергии Солнцем за счет аксионов составляют не более 10% энергии, уносимой нейтрино [6] (рис. 3).

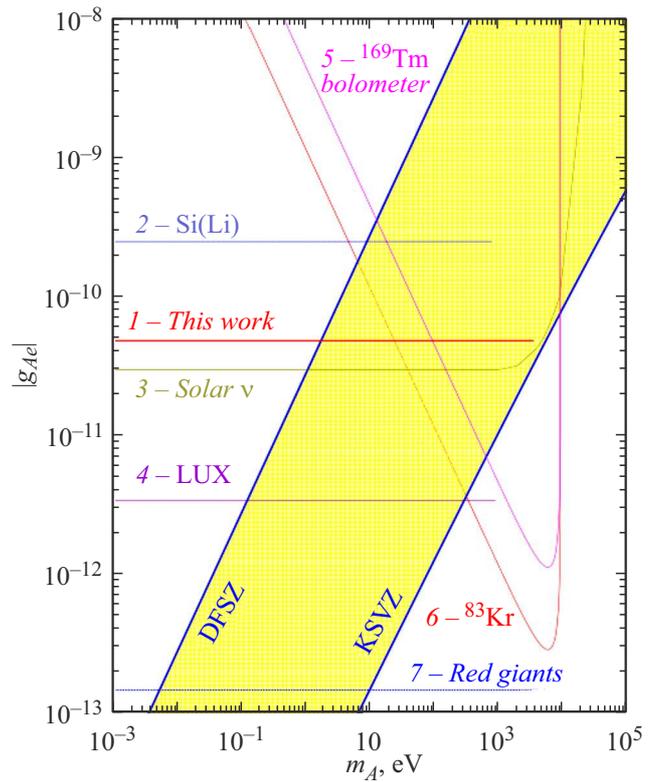


Рис. 3. Верхние пределы на $|g_{Ae}|$, полученные в настоящей работе (1), в сравнении с результатами других экспериментов: 2 — Si(Li)-детектор [15], 3 — данные по солнечным нейтрино [6], 4 — эксперимент LUX [16], 5, 6 — резонансное поглощение аксионов ядрами ^{169}Tm [17] и ^{83}Kr [18] соответственно, 7 — астрофизические ограничения [19]. Показана область возможных значений параметров g_{Ae} и m_A в моделях DFSZ- и KSVZ-аксиона.

Проведен поиск поглощения солнечных аксионов атомами криптона за счет аксиоэлектрического эффекта. Для регистрации фотоэлектронов, оже-электронов и рентгеновских квантов использовался большой газовый пропорциональный счетчик, заполненный криптоном. Низкофоновая установка располагалась в подземной лаборатории Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН. В результате получены новые ограничения на константу связи аксиона с электроном $|g_{Ae}| \leq 4.9 \cdot 10^{-11}$ и на произведение констант связи аксиона с электроном и фотоном $|g_{Ae} g_{Ay}| \leq 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ GeV}^{-1}$ (уровень достоверности 90%).

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научно-го фонда (проект № 22-22-00017).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] R.D. Peccei, H.R. Quinn, *Phys. Rev. Lett.*, **38**, 1440 (1977). DOI: 10.1103/PhysRevLett.38.1440
- [2] D.B. Kaplan, *Nucl. Phys. B*, **260**, 215 (1985). DOI: 10.1016/0550-3213(85)90319-0
- [3] M. Srednicki, *Nucl. Phys. B*, **260**, 689 (1985). DOI: 10.1016/0550-3213(85)90054-9
- [4] P.A. Zyla, R.M. Barnett, J. Beringer et al. (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.*, **2020**, 083C01 (2020). DOI: 10.1093/ptep/ptaa104
- [5] L.M. Krauss, J.E. Moody, F. Wilczek, *Phys. Lett. B*, **144**, 391 (1984). DOI: 10.1016/0370-2693(84)91285-1
- [6] P. Gondolo, G.G. Raffelt, *Phys. Rev. D*, **79**, 107301 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevD.79.107301
- [7] D. Kekez, A. Ljubcic, Z. Krecak, M. Krcmar, *Phys. Lett. B*, **671**, 345 (2009). DOI: 10.1016/j.physletb.2008.12.033
- [8] A.V. Derbin, A.S. Kayunov, V.V. Muratova, D.A. Semenov, E.V. Unzhakov, *Phys. Rev. D*, **83**, 023505 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevD.83.023505
- [9] J. Redondo, *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **2013**, 008 (2013). DOI: 10.1088/1475-7516/2013/12/008
- [10] V. Anastassopoulos, S. Aune, K. Barth et al. (CAST Coll.), *Nature Phys.*, **13**, 584 (2017). DOI: 10.1038/nphys4109
- [11] M. Pospelov, A. Ritz, V. Voloshin, *Phys. Rev. D*, **78**, 115012 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevD.78.115012
- [12] Ю.М. Гаврилюк, А.Н. Гангапшев, А.В. Дербин, И.С. Драчнев, В.В. Казалов, В.В. Кобычев, В.В. Кузьминов, В.Н. Муратова, С.И. Панасенко, С.С. Раткевич, Д.А. Семенов, Д.А. Текуева, Е.В. Унжаков, С.П. Якименко, Письма в ЖЭТФ, **101** (10), 739 (2015). DOI: 10.7868/S0370274X15100021 [Yu.M. Gavrilyuk, A.N. Gangapshev, A.V. Derbin, I.S. Drachnev, V.V. Kazalov, V.V. Kobychyev, V.V. Kuz'minov, V.N. Muratova, S.I. Panasenko, S.S. Ratkevich, D.A. Semenov, D.A. Tekueva, E.V. Unzhakov, S.P. Yakimenko, *JETP Lett.*, **101** (10), 664 (2015). DOI: 10.1134/S0021364015100069].
- [13] Ю.М. Гаврилюк, А.Н. Гангапшев, А.В. Дербин, И.С. Драчнев, В.В. Казалов, В.В. Кобычев, В.В. Кузьминов, В.Н. Муратова, С.И. Панасенко, С.С. Раткевич, Д.А. Текуева, Е.В. Унжаков, С.П. Якименко, Письма в ЖЭТФ, **107** (10), 617 (2018). DOI: 10.7868/S0370274X18100016 [Yu.M. Gavrilyuk, A.N. Gangapshev, A.V. Derbin, I.S. Drachnev, V.V. Kazalov, V.V. Kobychyev, V.V. Kuzminov, V.N. Muratova, S.I. Panasenko, S.S. Ratkevich, D.A. Tekueva, E.V. Unzhakov, S.P. Yakimenko, *JETP Lett.*, **107** (10), 589 (2018). DOI: 10.1134/S0021364018100090].
- [14] K. Barth, A. Belov, B. Beltran et al. (CAST Coll.), *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **2013**, 010 (2013). DOI: 10.1088/1475-7516/2013/05/010
- [15] А.В. Дербин, И.С. Драчнев, А.С. Каюнов, В.Н. Муратова, Письма в ЖЭТФ, **95** (7), 379 (2012). [A.V. Derbin, I.S. Drachnev, A.S. Kayunov, V.N. Muratova, *JETP Lett.*, **95** (7), 339 (2012). DOI: 10.1134/S002136401207003X].
- [16] D.S. Akerib, S. Alsum, C. Aquino et al. (LUX Coll.), *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 261301 (2017). DOI: 10.1103/PhysRevLett.118.261301
- [17] A.H. Abdelhameed, S.V. Bakhlanov, P. Bauer, A. Bento, E. Bertoldo, L. Canonica, A.V. Derbin, I.S. Drachnev, N. Ferreira Iachellini, D. Fuchs, D. Hauff, M. Laubenstein, D.A. Lis, I.S. Lomskaya, M. Mancuso, V.N. Muratova, S. Nagorny, S. Nisi, F. Petricca, F. Proebst, J. Rothe, V.V. Ryabchenkov, S.E. Sarkisov, D.A. Semenov, K.A. Subbotin, M.V. Trushin, E.V. Unzhakov, E.V. Zharikov, *Eur. Phys. J. C*, **80**, 376 (2020). DOI: 10.1140/epjc/s10052-020-7943-5
- [18] Ю.М. Гаврилюк, А.Н. Гангапшев, А.В. Дербин, И.С. Драчнев, В.В. Казалов, В.В. Кузьминов, М.С. Микulich, В.Н. Муратова, Д.А. Текуева, Е.В. Унжаков, С.П. Якименко, Письма в ЖЭТФ, **116** (1), 13 (2022). DOI: 10.31857/S123456782213002X [Yu.M. Gavrilyuk, A.N. Gangapshev, A.V. Derbin, I.S. Drachnev, V.V. Kazalov, V.V. Kuzminov, M.S. Mikulich, V.N. Muratova, D.A. Tekueva, E.V. Unzhakov, S.P. Yakimenko, *JETP Lett.*, **116** (1), 11 (2022). DOI: 10.1134/S0021364022601075].
- [19] O. Straniero, C. Pallanca, E. Dalessandro, I. Domínguez, F.R. Ferraro, M. Giannotti, A. Mirizzi, L. Piersanti, *Astron. Astrophys. A*, **166**, 644 (2020). DOI: 10.1051/0004-6361/202038775