

СФ и АНК протонной связи в состояниях 10.84 (1⁻) и 11.83 (2⁻) ядра ¹²С

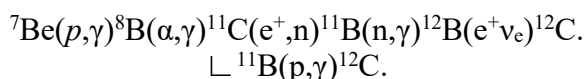
И.Я. Сон, С.В. Артемов, О.Р. Тожибоев, Ф.Х. Эргашев

Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Аннотация: В данной работе проведен анализ данных по реакциям передачи протона $^{11}\text{B}(d,n)^{12}\text{C}$ и $^{11}\text{B}(^3\text{He},d)^{12}\text{C}$ с возбуждением состояний 10.84 МэВ (1⁻) и 11.83 МэВ (2⁻) в ядре ^{12}C , а также установлено, что эти реакции периферийны в области энергий ~10 – 20 МэВ, и могут служить источником для нахождения АНК связи протона. Извлеченные из анализа литературных данных и измеренных нами ДС по реакции $^{11}\text{B}(^3\text{He},d)^{12}\text{C}$ значения вышеуказанных АНК в пределах погрешностей согласуются друг с другом. Значения АНК из анализа имеющейся совокупности данных по реакции $^{11}\text{B}(d,n)^{12}\text{C}$ могут быть лишь грубо оценены из-за отсутствия абсолютных значений экспериментально измеренных ДС. В настоящей работе ставится целью определение «экспериментальных» (называемых также «косвенно измеренными») значений АНК. В дальнейшем предполагается выполнение экстраполяционных расчетов в области малых энергий S-фактора радиационного захвата $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ с учетом этих данных.

1.Введение

Общепринято считать, что ядро ^{12}C образуется главным образом путем слияния трех α -частиц через состояние Хойла (0^+) с энергией возбуждения 7.65 МэВ, т.к. плотность ядер ^4He в звездном нуклеосинтезе, образующихся в p - p -цепочке, достаточно велика. Вместе с тем интерес представляют альтернативные пути его образования. Как отмечается в работе [1], в процессах нуклеосинтеза богатых протонами ядер очень важна следующая цепочка ядерных реакций:



Реакция захвата протона ядром ^{11}B при $E_p < 100$ кэВ имеет малое сечение образования ^{12}C в первичном нуклеосинтезе по сравнению с захватом нейтрона и последующим β^+ -распадом, тем не менее она является конкурирующим процессом в этой цепочке. Для расчета соответствующих астрофизических S-факторов и скоростей реакции $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ при астрофизически важных энергиях ($E_p < 100$ кэВ) и их экстраполяции вниз по энергии, важно знать корректные значения квадратов асимптотических нормировочных коэффициентов (АНК) для связанных состояний протона в образующихся ядрах [2]. В настоящее время имеются только оценочные значения АНК для уровней, сильно возбуждающихся в реакциях передачи протона $E^* = 0.0$ МэВ (0^+), 4.44 МэВ (2^+), 9.64 МэВ (3^-), 12.44 МэВ (1^+) и 15.11 МэВ (1^+) [3] – см. также [4,5]. При этом использовалось простое «пост»-приближение МИВ, учитывающее лишь один член в операторе перехода. Структура ряда других высоковозбужденных состояний ядра ^{12}C ниже энергии отделения протона до настоящего времени является предметом рассмотрения [6]. Основная трудность в прояснении этой ситуации заключается в том, что многие уровни в области энергий выше ~ 9 МэВ имеют не одночастичную природу, и перекрываются, имея значительные ширины (до 1 МэВ), т.к. лежат выше порога развала ядра ^{12}C на 3 альфа-частицы. В частности, весьма заметным может быть вклад радиационного захвата $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ при низких энергиях в состояния 10.84 (1^-) и 11.83 МэВ (2^-), т.к. в них доминирует захват протона с орбитальным моментом $l=0$. Значительная полная ширина этих

состояний связана с их нестабильностью относительно распада на 3 альфа – частицы и мгновенного распада с вылетом нейтрона, напр. $^{11}\text{B}+d \rightarrow n+^8\text{Be}+\alpha$.

В настоящей работе ставится целью определение «экспериментальных» (называемых также «косвенно измеренными») значений АНК этих связанных состояний протона из анализа реакций передачи (d,n) и ($^3\text{He},d$), поскольку у дейтрона и ядра ^3He энергия связи протона относительно мала, и значения АНК связи протона хорошо известны. В дальнейшем предполагается выполнение экстраполяционных расчетов в области малых энергий S-фактора радиационного захвата $^{11}\text{B}(p,\gamma)^{12}\text{C}$ с учетом этих данных.

2. Модифицированный метод искаженных волн

«Косвенно определяемое» значение квадрата АНК $C_{A \rightarrow B+p}^2$ с использованием формализма модифицированного метода искаженных волн (ММИВ) [2] можно извлечь из дифференциального сечения (ДС) периферийной реакции передачи протона $A(x,y)B$, где $B=A+p$ и $x=y+p$. ДС этой реакции в случае простой одноступенчатой передачи протона при определенных значениях орбитального l_p и полного моментов j_p в ядрах x и B удобно представить в виде:

$$\frac{d\sigma^{MDW}}{d\Omega} = C_{B \rightarrow A+p}^2 \cdot R(E, \theta; b_{x \rightarrow y+p}, b_{B \rightarrow A+p}) \quad (1)$$

$$R(E, \theta; b_{x \rightarrow y+p}, b_{B \rightarrow A+p}) = C_{x \rightarrow y+p}^2 \frac{\sigma^{DW}(E, \theta; b_{x \rightarrow y+p}, b_{B \rightarrow A+p})}{b_{x \rightarrow y+p}^2 \cdot b_{B \rightarrow A+p}^2} \quad (2)$$

Здесь $C_{x \rightarrow y+p}^2$ и $C_{B \rightarrow A+p}^2$ – квадраты АНК для связанных одночастичных состояний протона в ядрах d и B , $b_{x \rightarrow y+p}$ и $b_{B \rightarrow A+p}$ – модельные одночастичные АНК (ОНК) при волновых функциях протона в потенциале Вудса-Саксона (W-S) этих связанных состояний. Функция $R(\dots)$ в выражении (2) в случае периферийной передачи должна оставаться постоянной при изменении величин b из-за изменения геометрических параметров потенциала W-S (и фиксации значения энергии связи протона, равной экспериментальному – т. наз. “well-depth” процедура) в физически разумных пределах. Это – критерий периферийности передачи частицы в реакции при ее вылете под углом θ и необходимое условие применимости MDWBA к анализу ДС конкретной реакции. $\sigma^{DW}(E, \theta; b_{x \rightarrow y+p}, b_{B \rightarrow A+p})$ – одночастичное дифференциальное сечение, рассчитываемое в МИВ через искаженные волновые функции, определяемые оптическими потенциалами во входном и выходном каналах и интегралами перекрытия конфигураций $B=A+p$ и $x=y+p$.

Значение $C_{B \rightarrow A+p}^2$ находится путем нормировки рассчитанного по (1) – (2) ДС к экспериментальному в точках, соответствующих углам θ_i измерения ДС в области главного дифракционного максимума. Отметим также, что в общем случае квадрат АНК однозначно связан с СФ Z соотношением:

$$C^2 = Zb^2 \quad (4)$$

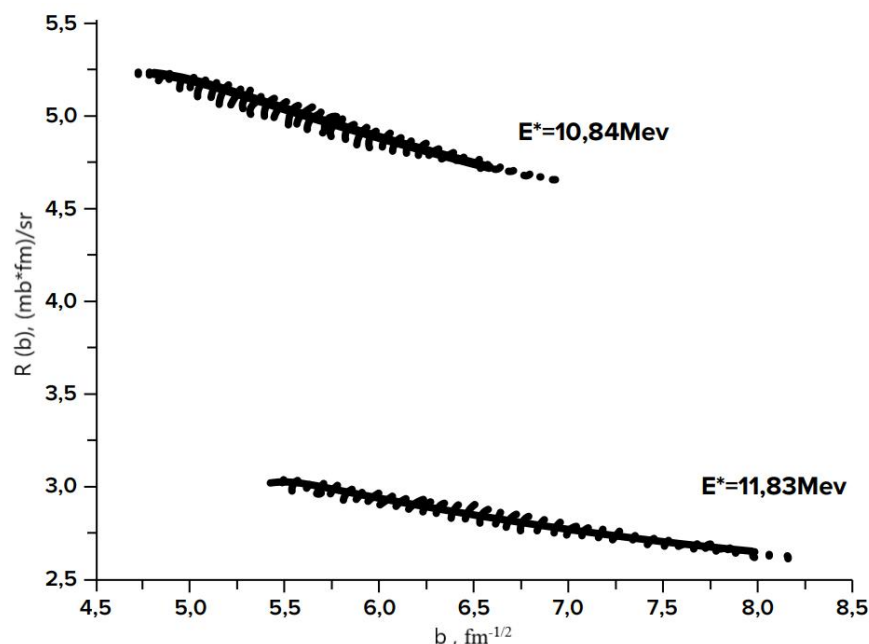
для произвольной одночастичной конфигурации [7].

3. Анализ экспериментальных данных для извлечения АНК

Оценка АНК из реакций $^{11}\text{B}(d,n)^{12}\text{C}$. Нами была выполнена ревизия экспериментальных литературных данных по реакции $^{11}\text{B}(d,n)^{12}\text{C}$ с возбуждением состояний 10.84 и 11.83 МэВ. Несмотря на то, что эта реакция при энергиях, характерных для прямых процессов, достаточно детально исследовалась в ряде работ ([8], [9], [10] еще в прошлом веке и продолжает исследоваться (см. [11] и ссылки в ней), нами найдена только одна работа [12] из которой можно попытаться сделать оценку квадратов АНК для связи протона в состояниях 10.84 и 11.83 МэВ. Ее авторы не определяли абсолютные значения измеренных ДС, и ими приводятся только относительные значения СФ (относительно СФ для состояния $E^*=12.71$ МэВ ($1+$)), которые для обоих состояний найдены равными 0.13 ± 0.03 в случае орбитального момента протона $l_p=0$.

Таким образом, для нахождения абсолютных значений СФ связи протона в состояниях 10.84 и 11.83 МэВ из данных в работе [12], необходимо знать абсолютную величину СФ для состояния $E^*=12.71$ МэВ. Однако значения СФ для этого состояния, найденные в различных работах из анализа общепринятого МИВ имеют огромный разброс, от ~ 0.7 до 1.8 – см., например, данные в [13]. Поэтому для предварительной оценки мы использовали теоретическое значение СФ, $Z_{12.71 \text{ МэВ}} = 0.79$ [14], что приводит к значениям СФ, $Z_{10.84 \text{ МэВ}} \approx Z_{11.83 \text{ МэВ}} = 0.10$.

Нами была проведена оценка периферийности реакции $^{11}\text{B}(d,n)^{12}\text{C}$ при энергии 6 МэВ с возбуждением состояний 10.84 и 11.83 МэВ в рамках ММИВ. При расчетах использовались те же оптические потенциалы во входном и выходном каналах реакции, что и в работе [12]. Анализ функций $R(b)$ – (см. (2)) показал, что разброс значений функций при варьировании геометрических параметров W-S потенциала связанного состояния протона (и соответствующем изменении ОНК $b(r_0, a)$) в физически разумном диапазоне $1.1 \text{ фм} \leq r_0 \leq 1.4 \text{ фм}$ и $0.55 \text{ фм} \leq a \leq 0.75 \text{ фм}$ составляет 5% и 7%, соответственно (см. рис.1), т.е. не превосходит экспериментальных погрешностей. Следовательно, процессы передачи протона в реакциях с возбуждением состояний 10.84 и 11.83 МэВ периферийны, и значения АНК для этих состояний могут быть получены из соотношения (3), т.к. зависимость СФ от геометрических параметров W-S потенциала связанного состояния протона должна компенсироваться зависимостью ОНК b^2 от этих параметров. ОНК для этих состояний с $l_p=0$ при глубинах W-S потенциала связанного состояния протона, соответствующих энергиям связи, геометрических параметрах $r_0=1.35 \text{ фм}$, $a=0.65 \text{ фм}$ и спин-орбитальном потенциале с параметром Томсона $\lambda=25$ (что соответствует потенциалам в работе [12], имеют значения $b^2=50.41 \text{ фм}^{-1}$ и $b^2=36.84 \text{ фм}^{-1}$, соответственно. Тогда значения АНК связи протона в соответствии с (3) оказываются равными $(5.0 \pm 1.4) \text{ фм}^{-1}$ в состоянии 10.84 МэВ и $(3.7 \pm 1.0) \text{ фм}^{-1}$ в состоянии 11.83 МэВ из экспериментальных данных [12].

Рис.1 Область значений функции $R(b)$

Оценка АНК из реакций $^{11}B(^3He, d)^{12}C$. В имеющейся литературе реакция $^{11}B(^3He, d)^{12}C$ с хорошим энергетическим разрешением исследована в [15], где приведена также библиография предыдущих работ. Анализ ДС для 10 связанных состояний протона в ядре ^{12}C вплоть до $E^* = 15.11$ МэВ (1^+), в том числе и для заселения вышеуказанных состояний, выполнен в рамках обычного МИВ в приближении нулевого радиуса взаимодействия и получены значения СФ $Z=0.87$ для связи протона с $l=0$ в состоянии $E^* = 10.84$ МэВ. Для состояния $E^* = 11.83$ МэВ в этой работе рассматривалась только связь протона с $l=2$.

Как упомянуто выше, значения АНК в настоящее время имеются только для относительно сильно возбуждающихся состояний в реакции $(^3He, d)$, найденные в нашей работе [3] где состояния 10.84 и 11.83 МэВ не рассматривались. В настоящей работе мы выполнили до-извлечение экспериментальных ДС из спектров этого эксперимента для конечных состояний ядра ^{12}C с $E^* = 10.84$ и 11.83 при энергии 22.3 МэВ и провели анализ этих данных для области передних углов вылета дейтрона. Экспериментальные сечения извлекались путем аппроксимации площади пиков гауссианами, поскольку пики в этой части спектра недостаточно хорошо разрешены. Ширина гауссиан определялась [ТОI] полной шириной соответствующего состояния [ТОI] и экспериментальным разрешением (см. рис.2). Также учитывалась фоновая подложка, при этом предполагалось, что в этой области спектра отсутствуют какие-либо другие пики, интерферирующие с пиками вышеуказанных состояний. Абсолютные экспериментальные погрешности ДС по нашим оценкам достаточно велики, что связано с неопределенностью вклада фона, и составляют $\sim 20 \div 30\%$.

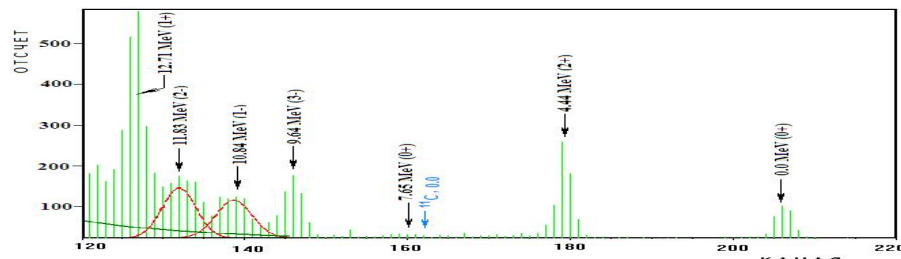


Рис 2. Фрагмент спектра дейтронов из реакции $^{11}\text{B}(^3\text{He}, d)^{12}\text{C}^*$ при энергии $E_{^3\text{He}}=22.3$ МэВ, $\theta_{\text{lab}} = 10^\circ$

4. Заключение

При расчете угловых распределений ДС этих процессов в рамках ММИВ (с. (1) и (2)) использовались наборы ОП во входном ($^3\text{He}+^{11}\text{B}$) и выходном ($d+^{12}\text{C}^*$) каналах, приведенные в [16] для близких относительных энергий $E_{^3\text{He}}=20.6$ МэВ и $E_d=20.5$ МэВ в этих каналах (кривые синего цвета на рис. X). Также были использованы глобальные ОП из [17] для входного канала и [18] для выходного (ОП Glob на рис. 3). В случае возбуждения состояния $E^*=10.84$ МэВ расчеты ДС выполнены для значения орбитального момента передаваемого протона, $l_p=0$, т.к. сечение для случая $l_p=2$ почти на 2 порядка меньше в области малых углов. В случае возбуждения состояния $E^*=11.83$ МэВ расчеты ДС выполнены для двух допустимых значений орбитального момента передаваемого протона, $l_p=0$ (синяя кривая) и $l_p=2$ (зеленая кривая). Видно, что и для этого состояния процесс с $l_p=0$ доминирует. Красная кривая – суммарное сечение.

Расчеты области значений функции $R(b)$ для минимального угла регистрации (диапазон изменений $\sim 5 - 6\%$ относительно среднего значения в обоих случаях – см. вставку на рис. 3) указывают на доминирующий вклад периферии ядра в этих процессах передачи протона и, следовательно, практическую независимость извлекаемых из анализа значений АНК от неоднозначности параметров W-S потенциала связи протона в этих состояниях.

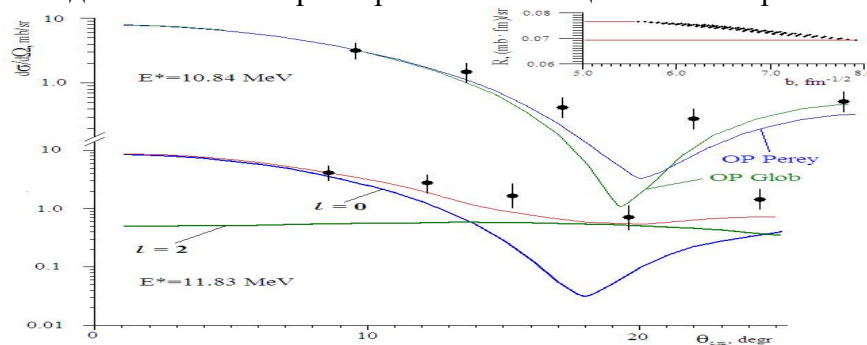


Рис. 3. Экспериментальные и рассчитанные в рамках ММИВ угловые распределения дейтронов из реакции $^{11}\text{B}(^3\text{He}, d)^{12}\text{C}$ с возбуждением состояний 10.84 МэВ (1-) и 11.83 МэВ (2-) $\text{fm}^{-1/2}$

Значения квадратов АНК для обоих состояний извлекались из нормировки расчетного сечения к его экспериментальному значению при минимальном значении угла вылета дейтрона, и

найжены равными: $C^2_{10.84 \text{ МэВ}} = 2.5 \text{ фм}^{-1/2}$ и $C^2_{11.83 \text{ МэВ}} = 1.7 \text{ фм}^{-1/2}$, соответственно для состояний 10.84 МэВ (1^-) и 11.83 МэВ (2^-). Значение квадрата АНК $^3\text{He} \rightarrow d+p$, равное 4.32 фм^{-1} из [19]. Также нами была выполнена оценка периферийности передачи протона в возбужденные состояния 10.84 и 11.83 МэВ при близкой энергии $E_{^3\text{He}} = 18 \text{ МэВ}$ [20]. Показано, что эти процессы также периферийны при вылете дейтрона в передние углы. Тогда, используя найденные в этой работе значения СФ $Z_{10.84 \text{ МэВ}} = 0.052 \pm 0.01$ и $Z_{11.83 \text{ МэВ}} = 0.046 \pm 0.01$, а также значения ОНК $b_{10.84 \text{ МэВ}} = 7.74 \text{ фм}^{-1/2}$ и $b_{11.83 \text{ МэВ}} = 6.635 \text{ фм}^{-1/2}$, рассчитанные нами при параметрах W-S потенциала связи протона в этих состояниях ($r_0 = 1.4 \text{ фм}$, $a = 0.7 \text{ фм}$, $V_{\text{so}} = 7.0 \text{ МэВ}$, $r_c = 1.4 \text{ фм}$), из (3) находим значения квадратов АНК: $C^2_{10.84 \text{ МэВ}} = (3.1 \pm 0.6) \text{ фм}^{-1/2}$ и $C^2_{11.83 \text{ МэВ}} = (2.0 \pm 0.4) \text{ фм}^{-1/2}$, соответственно для состояний 10.84 МэВ (1^-) и 11.83 МэВ (2^-).

В Таблице 1 приведены значения квадратов АНК связи протона в состояниях 10.84 МэВ (1^-) и 11.83 МэВ (2^-), полученные из анализа реакций (d, n) и ($^3\text{He}, d$).

Таблица 1. Значения квадратов АНК C^2 связи протона в состояниях 10.84 МэВ (1^-) и 11.83 МэВ (2^-) в ядре ^{12}C с моментом $l_p = 0$.

E^* ядра ^{12}C	C^2 , фм^{-1} реакция (d, n)	C^2 , фм^{-1} , реакция ($^3\text{He}, d$), данная работа	C^2 , фм^{-1} , реакция ($^3\text{He}, d$), [20]
10.84 МэВ (1^-)	5.0	2.5 ± 0.5	3.1 ± 0.6
11.83 МэВ (2^-)	3.7	1.7 ± 0.35	2.0 ± 0.4

В результате сделанного в работе анализа совокупности данных по реакциям передачи протона $^{11}\text{B}(d, n)^{12}\text{C}$ и $^{11}\text{B}(^3\text{He}, d)^{12}\text{C}$ с возбуждением состояний 10.84 МэВ (1^-) и 11.83 МэВ (2^-) в ядре ^{12}C установлено, что эти реакции периферийны в области энергий $\sim 10 - 20 \text{ МэВ}$, и могут служить источником для нахождения АНК связи протона. Извлеченные из анализа литературных данных и измеренных нами ДС по реакции $^{11}\text{B}(^3\text{He}, d)^{12}\text{C}$ значения вышеуказанных АНК в пределах погрешностей согласуются друг с другом. Значения АНК из анализа имеющейся совокупности данных по реакции $^{11}\text{B}(d, n)^{12}\text{C}$ могут быть лишь грубо оценены из-за отсутствия абсолютных значений экспериментально измеренных ДС.

В дальнейшем планируется использование всей совокупности значений АНК для связанных состояний протона при расчетах астрофизических S -факторов радиационного захвата протона ядром ^{12}C .

Литература

- [1] J. H. Kelley, R.S.Canon, S.J.Gaff, R.M.Prior, B.J.Rice, E.C.Schreiber, M Spraker, D.R.Tilley, E.A.Wulf and H.R.Weller, Phys. Rev. C62 (2000)
- [2] Muhamejanov et al, Eur. Ph. J.
- [3] Изв. РАН, сер. Физ. Т 67, с. 1577-1582 (2003)
- [4] S.V.Artemov, I.R.Gulamov, E.A.Zaparov, I.Yu.Zotov, G.K.Nie, Yad. Fiz. 59, 454 (1996)
- [5] <http://www-nds.iaea.org/EXFOR/F0392.002>
- [6] K.L. Laursen et al., Eur. Phys. J. A (2016) 52,370

- [7] Л.Д. Блохинцев, И. Борбей и др.,ЭЧАЯ, Т.8 (1977) с. 1189
- [8] G. S. Mutchler, d. Rendict, d. E. Velkley tt,W. E. Sweeney, J.R. and G.C.Phillips, Nucl.Phys. A172 (1971)
- [9] W.Busse,B.Efken,D.Hilscher, J.A.Scheer ,W.Wenning, Nucl.Phys.(1970)
- [10] P. B. Foot, G. G. Shute, and B.M.Spicer,Ph.Rev.(1985)
- [11] M. Febbraro,F.D.Becchetti, R.O.Torres-Isea,J.Riggins,C.C.Lawrence,PhRev(2017)
- [12] H. Fuchs, k. Grabisch, p. Kraaz and g. Roschert , NuPh A105 (1967)
- [13] G.H.Neuschaefer,M.N.Stephens,S.L.Tabor and K.W.Kemper, Phys.Rev C28 (1983)
- [14] S. Cohen and D. Kurath, Nucl. Phys. A101, (1967) 1
- [15] G.M.Reynolds, D.E.Rundquist, R.M.Poichar. Phys.Rev. C3 (1971)
- [16] C. M. Perey and F. G. Perey. Atomic Data and Nuclear Data Tables 17, 1-101 (1976)
- [17] J. Trost, P. Lezoch, U. Strohhbusch. Nucl. Phys. A462 N2 (1987) 333
- [18] Y. Han, Y. Shi, and Q. Shen. Phys. Rev. C 74, 044615 (2006)
- [19] N. Burtebayev et al.Nucl.Phys. A909 (2013) 20
- [20] P.D.Miller et al. Nucl. Phys. A136 (1969) 229