

K-211

1552/2-77

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



25/4-77

P4 - 10335

С.А. Карамян

ПОПРАВКИ К ФОРМУЛАМ ДЛЯ ШИРИН ДЕЛЕНИЯ
 Γ_f И ИСПАРЕНИЯ НЕЙТРОНОВ Γ_n ,
ИЗМЕНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ВРАЩЕНИЯ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

1976

P4 - 10335

С.А.Карамян

ПОПРАВКИ К ФОРМУЛАМ ДЛЯ ШИРИН ДЕЛЕНИЯ
 Γ_f И ИСПАРЕНИЯ НЕЙТРОНОВ Γ_n ,
ИЗМЕНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ВРАЩЕНИЯ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР

Направлено в ЯФ



Поправки к формулам для ширины деления Γ_f и испарения нейтронов Γ_n . Изменение энергии вращения при делении возбужденных ядер

Проведено рассмотрение возможных поправок к формулам статистической теории для ширины испарения нейтронов Γ_n и деления Γ_f . Для Γ_n учитывается вероятность нахождения нейтрона на расстоянии r от центра ядра и вероятность его отрыва. Для Γ_f обсуждается вопрос о необходимости учета фазового объема в пространстве импульса выходного канала, а также влияние энергетической позиции выходного канала на Γ_f . Рассмотрено качественно поведение энергии вращения с ростом деформации при делении возбужденного составного ядра с большим угловым моментом. Сделан вывод о наличии фазовых переходов на пути деления, связанных с изменением симметрии формы ядра и переориентацией собственных спинов неспаренных нуклонов относительно направления полного спина ядра.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований

Дубна 1976

Karamian S.A.

P4 - 10335

Corrections to Formulae for Fission and Neutron Evaporation Widths Γ_f and Γ_n . Rotational Energy Change in Process of Fission of Excited Nuclei

Consideration of the possible corrections to the statistical theory formulae for widths of neutron evaporation Γ_n and fission Γ_f is carried out. For Γ_n the probability of finding the neutron on the distance r from the nucleus centrum and the probability of its removing are included. For Γ_f the necessity to take account of the phase volume in the momentum space for exit channel and the influence of energy position of exit channel on Γ_f are discussed. Behaviour of rotational energy with the deformation increasing in process of fission of excited compound nucleus with large angular momentum is considered qualitatively. Conclusion is done that phase transitions along the fission path take place, which are due to the change of the symmetry of nucleus form, and the change of the orientation of decoupled nucleon spins relative to the direction of the total spin of the nucleus.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research

Dubna 1976

1. ШИРИНЫ ИСПАРЕНИЯ НЕЙТРОНОВ Γ_n И ДЕЛЕНИЯ Γ_f

Полное сечение деления ядер с учетом вклада деления после испарения нейтронов, предполагая ширину Γ строго равной $\Gamma_n + \Gamma_f$, можно записать в виде:

$$\sigma_{\text{f}}(E) = \sigma_{\text{c}}(E) P(E),$$

$$P = \sum_{i=0}^n P_i = \sum_{i=0}^n \frac{(\Gamma_f / \Gamma_n)_i}{(1 + \Gamma_f / \Gamma_n)_i} \prod_{k=0}^{i-1} \frac{1}{(1 + \Gamma_f / \Gamma_n)_k}, \quad /1/$$

где σ_{c} - сечение образования составного ядра, P - полная вероятность деления, P_i - вероятность деления после испарения i нейтронов, Γ_f / Γ_n - отношение делительной и нейтронной ширины для i -ступени нейтронного каскада, n - полное число нейтронов, которое может быть испущено составным ядром при энергии возбуждения E^* , соответствующей кинетической энергии бомбардирующей частицы E_L / в лаб. системе /.

Из формулы /1/ видно, что задача расчета вероятности деления состоит в вычислении отношений ширины Γ_f / Γ_n в зависимости от нуклонного состава, энергии возбуждения и углового момента составного ядра. В статистическом подходе ширины деления и испарения нейт-

разрыва, $\beta > \beta_3$ / расположен в шкале потенциальной энергии существенно ниже основного состояния. С целью уточнения необходимо отметить также, что для тяжелых ядер структура барьера должна быть сильно модулирована вкладом оболочечной поправки в энергию деформации, в отличие от ядер с $Z < 80$, где энергию деформации можно считать монотонной функцией β с возможным всплеском в точке разрыва, что и показано на рисунке.

Рассмотрим теперь возможные поправки к формулам /2/ и /3/ для Γ_n и Γ_f . Ясно, что в общем случае полная вероятность испарения нейтрона должна равняться произведению вероятностей следующих событий: 1/ появление нейтрона на расстоянии r от центра ядра, 2/ отрыв от ядра нейтрона, находящегося на расстоянии r , 3/ фиксация определенного состояния в выходном канале /остаточное ядро + нейтрон/. Формула /2/ учитывает только вероятность последнего события, поскольку при ее выводе с использованием теоремы взаимности для сечений прямой и обратной реакции вероятность отрыва нейтрона принимается равной сечению обратного процесса, и сечение поглощения нейтрона обычно считают константой, близкой к геометрическим размерам ядра, т.е. вероятность отрыва в формуле /2/ принята близкой к единице. Отметим, что эта формула, вероятно, соответствует приближению, когда ядро заменяется глубокой потенциальной ямой с резким краем. В таком приближении волновая функция нейтрона быстро затухает на границе, поэтому вероятность отрыва нейтрона определяется в единственной точке - на краю ядра. Для нейтрона, оказавшегося на границе ядра, вероятность отрыва можно считать близкой к 1/2, т.е. с точностью до фактора 0,5 формула /2/ в этом приближении должна быть справедливой для нейтронов с нулевым орбитальным моментом (ℓ). Если ℓ нейтрона не равно 0, то необходимо учитывать центробежный барьер, что приведет к зависимости предела интегрирования в формуле /2/ от ℓ . Учитывая приведенные здесь соображения, получим более точную формулу для средней ширины испарения нейтронов с любым ℓ составными ядрами, имеющими распределение P_I по угловому моменту I :

$$\bar{\Gamma}_n = \frac{\text{const}}{\sum_I P_I \int_0^\infty [|\psi_n(r)|^2 - A^2] dr} \sum_I P_I \rho_c^{-1}(E^*, I) \sum_{\ell=0}^\infty \sum_{m=-\ell}^{\ell} \sum_{s=-1/2}^{1/2} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{E^* - B_n - V_\ell(r)}{\epsilon [|\psi_n(r)|^2 - A^2]} \times \\ \times T_\ell(\epsilon) S_\ell(r, \epsilon, E^*) \rho_D(E^* - B_n - V_\ell(r) - \epsilon, I - m - s) d\epsilon dr, \quad /4/$$

где ρ_c , ρ_D - плотности уровней составного и дочернего ядер, $T_\ell(\epsilon)$ - коэффициент прилипания для нейтрона с орбитальным моментом ℓ . Здесь, кроме суммирования по спину составного ядра с вероятностью P_I и квантовым числом испущенного нейтрона ℓ, m, s , включены члены, отвечающие вероятности появления нейтрона на расстоянии r от центра ядра $-\{|\psi_n(r)|^2 - A^2\}$ и вероятности отрыва его от ядра $S_\ell(r, \epsilon, E^*)$. Волновую функцию $|\psi_n(r)|^2$ в формуле /4/ в первом приближении можно заменить некоторым интегральным распределением плотности вероятности нахождения нейтрона на расстоянии r , т.е. радиальным распределением плотности нейтронной компоненты ядерного вещества. Величина A^2 есть квадрат модуля асимптотической волновой функции нейтрона на ∞ расстоянии, который определяется величиной Γ_n . Функция $S_\ell(r, \epsilon, E^*)$, учитывающая вероятность отрыва нейтрона, неизвестна, и при выполнении расчетов должна быть параметризована и найдена феноменологически. Включение такой функции для уточнения фактора T_ℓ , полученного на основе применения теоремы взаимности для распада составного ядра, по всей видимости, оправдано, поскольку в термодинамическом смысле поглощение нейтрона с кинетической энергией ϵ , при котором происходит превращение энергии направленного движения в тепловую энергию, не

должно быть равновероятным с процессом испускания нейтрона, при котором должно произойти обратное превращение тепловой энергии в энергию направленного движения. Это является проявлением термодинамической необратимости /см., напр., /3,4/. Некоторые частные вопросы термодинамического подхода к делению сильно возбужденных ядер рассмотрены в /5,6/. С точки зрения ядерно-физического рассмотрения справедливость теоремы взаимности для прямых реакций не вызывает сомнения, поскольку сечения прямой и обратной реакций выражаются через один и тот же матричный элемент с учетом фазовых множителей. Однако для распада составного ядра точность теоремы взаимности не является очевидной, так как основной идеей концепции составного ядра является отсутствие связи между входным и выходным каналами.

По аналогии с формулой /4/ может быть написана также формула для ширины деления. Отличия от испарения нейтронов состоят в следующем: 1/ В согласии с общепринятой методикой считаем, что выходной канал есть состояние с деформацией $\beta \geq \beta_2$, т.е. за седловой точкой; 2/ Можно сделать также общепринятое предположение, что вероятность разрыва ядра равна нулю при $\beta < \beta_2$ и равна единице при $\beta > \beta_2$, т.е. функция вероятности разрыва $S_{\beta}(\beta, \epsilon_{\beta}, E^*)$ принимается имеющей вид ступеньки от 0 до 1 при $\beta \geq \beta_2$; 3/ Для простоты не включаем в рассмотрение поведение вращательной энергии с увеличением деформации, а считаем, что учет вращения может быть сделан включением энергии вращения в потенциальную энергию $U(\beta)$ и соответствующим изменением величины плотности уровней выходного канала. Все эти предположения не обязательно реализуются в действительности, например, в принципе возможно вводить функцию вероятности разрыва $S_{\beta}(\beta, \epsilon_{\beta}, E^*)$ и считать, что при деформациях ниже седловой точки есть отличная от нуля вероятность разрыва, а при деформациях больших, чем седловая точка, отлична от нуля вероятность возвращения ядра к основному состоянию. Тем не менее, в сделанных предположениях получим величину

$$\bar{\Gamma}_f = \frac{\text{const}}{\sum_I P_I \int_{\beta_2}^{\infty} [|\psi_f(\beta)|^2 - A^2] d\beta} \sum_I P_I \rho_c^{-1}(E^*, I) \times \int_{\beta_2}^{\infty} \int_0^{E^*+Q-U\beta} \epsilon_{\beta} [|\psi_f(\beta)|^2 - A^2] \rho_f(E^*+Q-U\beta, I) \epsilon_{\beta} d\beta. \quad /5/$$

Обозначения подобны использованным в формуле /4/. Прежде чем обсуждать особенности формулы /5/, отметим, что в работах /7-9/ в выражение для Γ_f уже вводились некоторые дополнительные множители, кроме статистических факторов; например, учитывалась проницаемость барьера деления, которая, по существу, связана с интенсивностью хвоста волновой функции при деформациях больших, чем точка выхода из-под барьера.

Одна из особенностей формулы /5/ состоит в учете под знаком интегрирования фазового объема в пространстве импульса делительной степени свободы, пропорционального ϵ_{β} . Обычно такой множитель не вводился /2,10/, однако в расчете ширины деления /11/ по модели Крамера /12/ сделаны замечания о необходимости учета фазового объема по импульсу делительной степени свободы.

Если выходной канал деления гипотетически заменить следующей системой: деформированное ядро + фонon колебаний делительного типа с энергией $\hbar\omega$, то, согласно квантовой статистике фононов /3/, получим, что фазовый объем выходного канала пропорционален ω^2 . В такой модели под знаком интегрирования необходимо вместо множителя ϵ_{β} учитывать множитель, пропорциональный ϵ_{β}^2 . Множитель ϵ_{β} в формуле /5/ означает, что кинетическая энергия выходного канала для деления понижается как кинетическая нерелятивистская энергия движения тела ненулевой массы.

Другое отличие формулы от обычной /3/ состоит в том, что здесь интеграл от плотности уровней берется не в единственной точке по радиальной координате, а

включается область деформаций $\beta \geq \beta_2$ с весом, регулируемым волновой функцией $|\psi_f(\beta)|^2$. Это приводит к тому, что потенциальная энергия выходного канала интегрально влияет на вероятность деления. Поскольку энергетическая позиция выходного канала сильно зависит от Z , то можно ожидать проявления этого эффекта в вероятности деления ядер. Точка разрыва лежит в шкале энергии выше основного состояния на величину $E_k + E_\beta - Q$, где E_β - энергия деформации в точке разрыва по отношению к двум сферическим осколкам. Принимая $E_\beta \approx 10 \text{ МэВ}$ и используя систематику^{/13/} для величины $Q - E_k$, получим, что точка разрыва становится ниже основного состояния при $Z \geq 85-87$ независимо от числа нейтронов в ядрах. Таким образом, если высказанные соображения и формула /5/ справедливы, то можно ожидать резкого увеличения делимости ядер при $Z \geq 85-87$, поскольку для таких ядер переход к выходному каналу /после точки разрыва/ сопровождается дополнительным энерговыделением, в отличие от более легких ядер $Z < 80$, где, напротив, происходит превращение тепловой энергии в потенциальную^{/6/}.

II. ИЗМЕНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ВРАЩЕНИЯ ПРИ ДЕЛЕНИИ

В работах^{/14,15/} было изучено поведение энергии вращающейся заряженной жидкой капли в зависимости от параметров деформации, найдены фигуры, соответствующие абсолютным и относительным экстремумам энергии при изменении параметров деформации. Минимизация потенциальной энергии заряженной капли с учетом энергии вращения приводит к формам делящегося ядра, отличающимся от рассчитанных без учета вращения. Так, равновесная фигура есть сплюснутый эллипсоид вращения с осью симметрии, направленной по угловому моменту; с увеличением параметра удлинения ядра относительный экстремум энергии сначала соответствует трехосному эллипсоиду, а затем эллипсоиду вращения с осью, перпендикулярной угловому моменту. Точки перехода от одной формы к другой определяются величиной углового

момента. Расчеты выполнялись в макроскопическом подходе, момент инерции считался равным твердотельному. В этих приближениях функция энергии вращения в зависимости от деформации не имеет разрывов в точках изменения симметрии ядра. Отметим здесь, что в классических представлениях не возникает всплеска энергии вращения даже в точке разрыва, т.е. не возникает центробежного барьера в отличие от хорошо известного случая поглощения частиц ядром /см. рисунок для нейтронного канала/. Это связано с тем, что угловой момент системы в точке разрыва полностью переходит в орбитальное относительное движение осколков и в угловой момент вращения каждого из осколков вокруг собственной оси. Центробежный барьер при слиянии связан с тем, что налетающая частица не вращается, а движется поступательно вплоть до точки соприкосновения, после которой происходит резкое изменение момента инерции системы или переход части энергии вращения из орбитального движения в энергию вращения в пространстве каждого из взаимодействующих ядер /см. работы^{/16,17/}/.

В классических представлениях, считая проекцию полного спина I делящегося ядра на ось деления равной K , и на ось, перпендикулярную оси деления R , получим, что суммарный спин осколков I_f после точки разрыва имеет следующие проекции K_f, R_f /в приближении двух соприкасающихся сфер для фигуры разрыва/:

$$K_f = K, \quad R_f = \frac{2}{5} R \frac{(1+a)(1+a^{5/3})}{a(1+a^{1/3})^2},$$

где a - отношение масс осколков деления A_1/A_2 . Остаток углового момента $R - R_f$ переходит в момент орбитального движения и в конечном итоге - в кинетическую энергию осколков. Если эту часть кинетической энергии не считать уже энергией вращения, то в точке разрыва происходит резкое уменьшение энергии вращения на величину, которая при $K=0$ равна

$$\Delta E_r = E_r \left[2 \frac{I_f}{I} - \left(\frac{I_f}{I} \right)^2 \right],$$

или на фактор

$$\frac{E_r - \Delta E_r}{E_r} = 1 - 0,8 \frac{(1+a)(1+a^{5/3})}{a(1+a^{1/3})^2} + 0,16 \frac{(1+a)^2(1+a^{5/3})^2}{a^2(1+a^{1/3})^4},$$

равный 0,36 для симметричного деления. Отметим, однако, что данное "уменьшение энергии вращения" является условным, зависящим от терминологии.

В недавних работах^{/18,19/} были выполнены расчеты, в которых карты потенциальной энергии ядра с учетом энергии вращения были рассчитаны с включением оболочечной поправки в микро-макроскопическом подходе. Во всех перечисленных работах определялась лишь зависимость потенциальной энергии ядра от параметров деформации, не включались в рассмотрение возможные самопроизвольные перестройки внутреннего возбуждения ядра при изменении параметров деформации в процессе деления ядер с высоким угловым моментом.

После открытия и изучения бэк-бендинг эффекта /см., напр.,^{/20/} в качестве одного из объяснений была предложена модель вращательного выстраивания^{/21/}, которая в настоящее время может считаться справедливой по крайней мере для некоторых ядер /см. рассмотрение^{/22/}/. В согласии с этой моделью при движении вдоль ираст-линии при некотором значении углового момента происходит разрыв пары нуклонов и выстраивание их собственных моментов параллельно полному спину ядра, при этом может меняться ориентация оси симметрии ядра относительно его полного углового момента. В теоретическом рассмотрении^{/23/} было отмечено, что изменение ориентации спинов частиц относительно полного спина и изменение симметрии формы ядра может приводить к изменению порядка уровней вблизи ираст-линии и возникновению изомеров с высоким спином, так называемых "ловушек" на ираст-линии. В этой же работе перестройка внутреннего возбуждения под действием углового момента, в том числе и потеря аксиальной симметрии названы фазовыми переходами, отмечено, что бэк-бендинг эффект можно считать первым из таких фазовых переходов.

Здесь мы намерены утверждать, что составное ядро с высоким угловым моментом в процессе деления по мере увеличения вытянутости должно пройти те же самые /в качественном понимании/ точки фазовых переходов, как и указанные в работе^{/23/}. Порядок прохождения фазовых переходов будет при этом обратный. Действительно, нагретое составное ядро с большим угловым моментом в свете цитированных работ можно считать имеющим сплюснутую форму с осью симметрии, параллельной /или близкой к параллельной/ полному спину, в который значительный вклад вносят собственные угловые моменты выстроенных нуклонов. Тогда при увеличении вытянутости ядра произойдет переход к трехосному эллипсоиду и потере аксиальной симметрии. При дальнейшем увеличении вытянутости ориентация собственного спина нуклона \vec{j} параллельно полному моменту \vec{I} должна стать при какой-то деформации невозможной. Затем должна произойти перестройка внутреннего движения неспаренных нуклонов, возможное спаривание части из них и переход к аксиальной симметрии формы ядра с осью, перпендикулярной коллективному угловому моменту.

Переориентация углового момента отдельной частицы из положения $\vec{j} \parallel \vec{I}$ в положение $\vec{j} \perp \vec{I} - \vec{j}$ приводит к существенному увеличению коллективной части углового момента $R = I - j$ и при сохранении коллективного момента инерции J - к возрастанию энергии вращения на значительную величину /при $|\vec{I}| = 60\hbar$, $|\vec{j}| = 15/2\hbar$, $\hbar^2/2J = 4$ кэВ увеличение энергии вращения составляет около 3 МэВ/.

Таким образом, можно ожидать, что будут иметь место следующие фазовые переходы:

1/ переход от аксиально симметричной формы с квантовым числом K , близким или равным полному моменту \vec{I} , к трехосному эллипсоиду и несохранению квантового числа K ;

2/ переориентация спинов нуклонов, возможное спаривание части из них /нельзя исключить несколько таких переходов для переориентации нуклонов различных оболочек/;

3/ переход к вытянутой аксиально симметричной форме с осью деления, перпендикулярной I , и квантовым числом $|K|$, много меньшим $|I|$.

В принципе возможно, что фазовые переходы типа 2 и 3 совмещены в единый неравновесный процесс, сопровождающийся резким изменением симметрии формы делящегося ядра, внутренней перестройкой возбуждений, переходом одних форм энергии в другие. Эти признаки являются характерными именно для термодинамических процессов, называемых фазовыми переходами. Поэтому оценка величины изменения энергии вращения, данная выше, строго говоря, несправедлива, поскольку в точках фазового перехода перестает иметь смысл разделение энергии на различные ее формы. Кроме того, поскольку ориентация полного момента в пространстве не меняется, а происходит только изменение формы поверхности ядра и изменение ориентации оси симметрии в пространстве, то в точках изменения симметрии часто используемая модель принудительного вращения нарушается, и происходит перестройка "жесткой оболочки", в которую заключено ядерное вещество, т.е. в точках изменения симметрии нельзя пользоваться не только значением твердотельного момента инерции, но и результатами расчета на основе модели принудительного вращения.

Наличие фазового перехода на пути деления сильно возбужденного ядра с большим угловым моментом может влиять на ширину деления Γ_1 и ее зависимость от углового момента, а также на распределение составных ядер по квантовому числу K в зависимости от деформации. Для уточнения отметим, что при деформациях, значительно больших, чем точка фазового перехода, может устанавливаться статистическое распределение по K , подтвержденное в экспериментах по угловому распределению осколков деления ²⁴. Воздействие фазового перехода на ширину деления может быть только в сторону уменьшения Γ_1 , зависимость Γ_1 от углового момента I из-за наличия фазового перехода является добавочной к зависимости, содержащейся в формуле ⁵.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.F. Weisskopf. Phys. Rev., 52, 295, 1937.
2. N. Bohr, J.A. Wheeler. Phys. Rev., 56, 426, 1939.
3. Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц. Статистическая физика, изд. 2-е, Наука, М., 1964.
4. А.Г. Самойлович. Термодинамика и статистическая физика. Изд. 2-е, ГИТТЛ, М., 1955.
5. С.А. Карамян. Препринт ОИЯИ, P4-10149, Дубна, 1976.
6. С.А. Карамян, И.В. Кузнецов. Препринт ОИЯИ, P7-10009, Дубна, 1976.
7. B.V. Back, J.P. Bondorf, G.A. Oroschenko, J. Pedersen, B. Rasmussen. Nucl. Phys., A165, 449, 1971.
8. B.V. Back, O. Hansen, H.C. Britt, J.D. Garret. Phys. Rev., C9, 1924, 1974.
9. H. Hagelund, A.S. Jensen. Preprint of Institute of Physics, University of Aarhus, Aarhus, 1976.
10. Дж. Р. Юизенга, Р. Ванденбош. Ядерные реакции, т. II, стр. 51, Атомиздат, М., 1964.
11. В.М. Струтинский. ЯФ, 19, 259, 1974.
12. H.A. Kramers. Physica, 7, 284, 1940.
13. С.А. Карамян, Нгуен Так Ань, К.Н. Шарифов. ЯФ, 15, 435, 1972.
14. Г.А. Пик-Пичак. ЖЭТФ, 34, 341, 1958.
15. S. Cohen, F. Plasil, W.J. Swiatecki. Ann. of Phys., 82, 557, 1974.
16. Н.И. Тарантин. В сб. "Ядерная химия". Москва, Наука, 1965, стр. 182. Н.И. Тарантин. Препринты ОИЯИ P7-10342, Дубна, 1976; P7-10343, Дубна, 1976.
17. R. Bass. Nucl. Phys., A231, 45, 1974.
18. K. Neergaard, V.V. Pashkevich, S. Frauendorf. Nucl. Phys., A262, 61, 1976.
19. G. Andersson, S.E. Larsson, G. Leander et al. Nucl. Phys., A268, 205, 1976.
20. Ø. Saethre, S.A. Hjorth, A. Jonson, S. Jägare, H. Ryde, Z. Szymanski. Nucl. Phys., A207, 486, 1973.
21. F.S. Stephens, R.S. Simon. Nucl. Phys., A183, 257, 1972.
22. F.S. Stephens. Rev. Mod. Phys., 47, 43, 1975.
23. A. Bohr, B.R. Mottelson. Ann. Rev. Nucl. Sci., 23, 363, 1973.
24. С.А. Карамян, И.В. Кузнецов, Ю.А. Музычка, Ю.Ц. Оганесян, Ю.Э. Пенионжкевич, Б.И. Пустыльник. ЯФ, 6, 494, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 декабря 1976 года.