

С. Б. ДУБОВИЧЕНКО

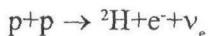
## АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ S-ФАКТОР РАДИАЦИОННОГО $p^2H$ ЗАХВАТА ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

(Представлена академиком НАН РК Т. Б. Омаровым)

Рассмотрена возможность описания новых экспериментальных данных по астрофизическому S - фактору радиационного  $p^2H$  захвата при сверхнизких энергиях в рамках потенциальной кластерной модели с запрещенными состояниями и классификацией связанных уровней по схемам Юнга. Показано, что используемая кластерная модель способна правильно описать экспериментальный S - фактор при энергиях до 10 кэВ.

Радиационный  $p^2H$  захват при сверхнизких энергиях входит в водородный термоядерный цикл и дает один из наиболее существенных вкладов в энергетический выход ядерных реакций [1], которые обуславливают горение солнца и звезд нашей вселенной. Поскольку у взаимодействующих ядерных частиц водородного цикла минимальна величина потенциального барьера, он является первой цепочкой ядерных реакций, которые могут происходить при самых низких энергиях, и приводит к образованию, и накоплению ядер  $^4He$  в звездном веществе.

В этой цепочке ядерных реакций процесс радиационного  $p^2H$  захвата является основным для перехода от первичного



слияния протонов, идущего почти со 100% вероятностью, до финального в p-p - цепочке процесса



вероятность которого около 85% [2].

Поэтому его детальное изучение с теоретической и экспериментальной точки зрения представляет существенный интерес не только для ядерной астрофизики, поскольку S-фактор ядерной реакции, наряду с другими характеристиками, будет являться входным параметром при построении математической модели процесса эволюции звезд, но и вообще для всей ядерной физики сверхнизких энергий и легчайших атомных ядер.

В настоящее время существует достаточно много расчетов полных сечений  $N^2H$  фотопроцессов на основе различных модельных подходов в легких кластерных ядрах. В частности, в некоторых вариантах метода гиперсферических функций, удается хорошо передать полные сечения

фотозахвата при низких энергиях [3]. Хорошие результаты при описании полных сечений радиационного захвата, включая астрофизические S-факторы, для многих кластерных систем получены и в методе резонирующих групп [4].

Однако в таких подходах обычно не рассматривалась супермультиплетная симметрия волновой функции с разделением орбитальных состояний по схемам Юнга, позволяющая анализировать структуру межкластерных взаимодействий, определять наличие и положение разрешенных и запрещенных состояний в межкластерных потенциалах, как это было сделано в работах [5, 6].

В рамках этой концепции были выполнены расчеты дифференциальных сечений фотопроцессов в  $N^2H$ ,  $N^3H$  и многих других кластерных системах для потенциалов с запрещенными состояниями и разделением состояний по орбитальным симметриям [5]. Такой подход позволяет хорошо описать имеющиеся экспериментальные данные, и дает возможность рассматривать структуру межкластерных взаимодействий на тех расстояниях, где раньше предполагалось только наличие отталкивающего кора. В работах [5] приводятся и методы разделения возможных связанных состояний на разрешенные и запрещенные для многих кластерных систем.

Полные сечения фотопроцессов для этих кластерных систем в потенциальной кластерной модели с запрещенными состояниями и разделением орбитальных состояний по схемам Юнга рассматривались в нашей работе [6]. В этих расчетах фоторазвала ядер  $^3He$  и  $^3H$  в  $p^2H$  и  $n^2H$  каналы учитывались E1 и E2 переходы, обусловленные орбитальной частью электрического оператора  $Q_{Jm}(L)$ . Магнитные сечения и сечения,

зависящие от спиновой части электрического оператора, оказались на несколько порядков меньше. Далее предполагалось, что электрические E1 переходы в  $N^2H$  системе возможны между основным чистым  $^2S$  состоянием ядер  $^3H$  и  $^3He$  и смешанным по схемам Юнга дублетным  $^2P$  состояниями рассеяния. В случае E2 процессов переходы возможны между чистым по орбитальному симметриям основным  $^2S$  состоянием и дублетной  $^2D$  волной рассеяния.

В кластерной модели сечения фотоядерных процессов пропорциональны множителю  $(Z_1/M^J_1 + (-1)^J Z_2/M^J_2)^2$ , который имеет одинаковую величину в  $n^2H$  и  $p^2H$  системах в случае E1 переходов и сильно отличается для E2 процессов [6]. Поэтому E2 сечение оказывается заметным только в  $p^2H$  системе, что, впрочем, не объясняет разницу в величине экспериментальных сечениях для  $p^2H$  и  $n^2H$  фоторазвала ядер  $^3He$  и  $^3H$ .

Для выполнения расчетов фотоядерных процессов в рассматриваемых системах ядерная часть межкластерного потенциала  $p^2H$  и  $n^2H$  взаимодействий представляется в виде:

$$V(r) = V_0 \exp(-\alpha r^2) + V_1 \exp(-\beta r) \quad (1)$$

с обычным кулоновским потенциалом при нулевом радиусе, притягивающей с  $V_0$  и отталкивающей с  $V_1$  частью.

Потенциал для каждой парциальной волны строился так, чтобы правильно описывались фазы упругого рассеяния. Экспериментальные данные по фазовому анализу в  $p^2H$  системе имеются в достаточно широкой энергетической области и результаты разных работ в целом согласуются между собой [7]. Используя эти данные, были получены потенциалы  $p^2H$  взаимодействия, параметры которых приведены в табл. 1 [8]. В этих

Таблица 1. Потенциалы взаимодействия  $p^2H$  кластерной системы, смешанные по схемам Юнга в дублетных каналах.

Здесь  $E_{\infty}$  - энергии связанных состояний. В скобках приведены значения энергии для  $n^2H$  системы

Система $p^2H$	$L_j$	$V_0$ , (МэВ)	$\alpha$ , ( $\text{Фм}^{-2}$ )	$V_1$ , (МэВ)	$\beta$ , ( $\text{Фм}^{-1}$ )	$E_{\infty}$ , (МэВ)
$S=1/2$	1. Чет.	-35.0	0.1	-	-	-9.3(-10.1)
	2. Чет.	-55.0	0.2	-	-	-11.4(-12.3)
	1. Нечет.	+0.4	0.01	-	-	-
	2. Нечет.	-10.0	0.16	+0.6	0.1	-
$S=3/2$	Чет.	-41.9	0.13	+13.7	0.36	-4.2(-4.9)
	Нечет.	-7	0.05	-	-	-

расчетах задавались точные значения для масс частиц, а константа  $\frac{\hbar^2}{m_0}$  принималась равной 41.4686 МэВ Фм<sup>2</sup>.

Они позволяют хорошо описать экспериментальные данные по фазам рассеяния в обоих спиночных каналах, но в дублетном состоянии приводят к неправильной величине энергии связи ядер <sup>3</sup>He и <sup>3</sup>H, т.к. эти состояния оказываются смешанными по схемам Юнга [5,9].

Экспериментальные дублетные фазы в N<sup>2</sup>H системе, смешанные по схемам Юнга {3} и {21}, могут быть представлены в виде полусуммы чистых, с одной определенной схемой Юнга, фаз рассеяния [5, 9]

$$\delta_L^{(f_1)+(f_2)} = \frac{1}{2} \delta_L^{(f_1)} + \frac{1}{2} \delta_L^{(f_2)}.$$

В данном случае имеем  $\{f_1\}=\{3\}$  и  $\{f_2\}=\{21\}$ , а дублетные фазы смешаны по схемам Юнга с  $\{3\}+\{21\}$ . Если допустить, что в качестве фаз с  $\{21\}$  могут быть использованы квартетные фазы той же симметрии {21}, то легко определить чистые дублетные фазы с {3} - это и было сделано на основе экспериментальных данных работы [7] по фазовому анализу упругого <sup>p</sup><sup>2</sup>H рассеяния.

На рис. 1 вертикальными линиями, которые показывают полосу ошибок, приведены, полученные таким образом чистые <sup>p</sup><sup>2</sup>H фазы. Параметры чистых взаимодействий даны в табл. 2 вместе с энергиями связанных состояний. В четных волнах фазы потенциала основного состояния с первым набором параметров показаны на рис. 1 непрерывной линией. Штриховой линией даны результаты для второго набора параметров, которые практически не отличаются, от приведенных в работах [10]. Точечной кривой показаны

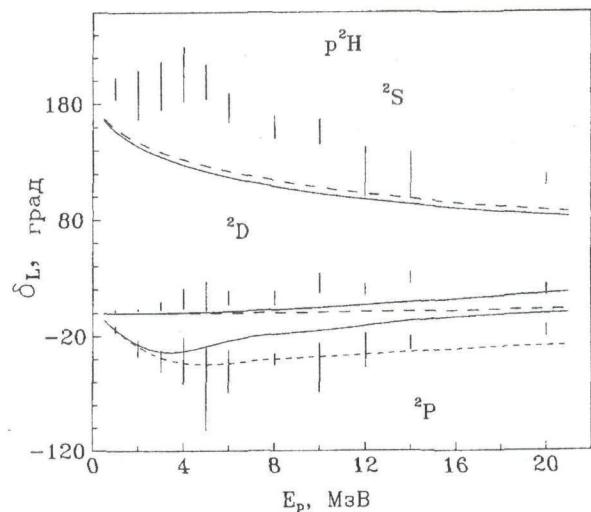


Рис. 1. Чистые по схемам Юнга фазы

упругого <sup>p</sup><sup>2</sup>H рассеяния.

Вертикальные линии - полоса ошибок для чистых фаз со схемой {3}, кривые - результаты расчетов чистых фаз для потенциалов с параметрами из табл. 2

фазы чисто отталкивающего <sup>2</sup>P взаимодействия, а непрерывной линией приведены фазы потенциала с периферическим отталкиванием из работ [10], который имеет форму (1) с параметрами, показанными в последней строке табл. 2.

Потенциалы, приведенные в этих двух таблицах, были использованы для расчетов полных сечений процессов фоторазвала и радиационного захвата в <sup>p</sup><sup>2</sup>H и <sup>n</sup><sup>2</sup>H системах.

На рис. 2 непрерывными линиями приведены результаты расчетов полных сечений процессов фоторазвала ядра <sup>3</sup>He в <sup>p</sup><sup>2</sup>H канал с первым вариантом потенциала чистого основного состояния (табл. 2 – вариант 1) и <sup>2</sup>P взаимодействием с периферическим отталкиванием (табл. 1 – вариант 2). Штриховой линией показаны результаты, полученные с тем же потенциалом основного

Таблица 2. Чистые по схемам Юнга потенциалы <sup>p</sup><sup>2</sup>H взаимодействия в дублетных каналах.

Здесь E<sub>ee</sub> – расчетная энергия связанных состояний, E<sub>эксп</sub> – ее экспериментальное значение.

В скобках даны энергии для <sup>n</sup><sup>2</sup>H системы

Система	L <sub>j</sub>	V <sub>0</sub> , (МэВ)	α, (Фм <sup>2</sup> )	E <sub>ee</sub> , (МэВ)	E <sub>эксп</sub> , (МэВ)
<sup>p</sup> <sup>2</sup> H S=1/2	1. Чет.	-34.75 (-34.762)	0.15	-5.494 (-6.25)	-5.494 (-6.257) [11]
	2. Чет.	-54.3	0.3	-5.49 (-6.40)	
	Нечет.	+2.4	0.01	-	-
	Нечет.	V <sub>0</sub> =-13.8	α=0.16	V <sub>1</sub> =+1.6	β=0.09

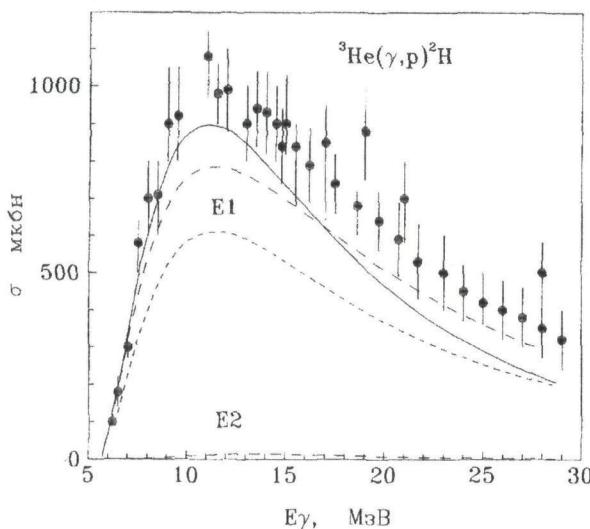


Рис. 2. Полные сечения фоторазвала ядер  ${}^3\text{He}$  в  $\text{p}^2\text{H}$  канал.

Кривые - расчеты для потенциалов из табл. 1, 2 [6].  
Экспериментальные данные из работ [3, 12]

состояния, но с чисто отталкивающим вариантом взаимодействия в  ${}^2\text{P}$  волне (табл. 1 - вариант 1).

Использование второго варианта потенциала чистого основного состояния (табл. 2 - вариант 2) при любом  ${}^2\text{P}$  взаимодействии (из табл. 1) приводит к сечениям фоторазвала, которые в максимуме достигают только 600 мб, как показано на рис. 2 точечными линиями. Штриховой линией внизу рис. 2 показаны сечение E2 процесса, который дает заметный вклад только для  $\text{p}^2\text{H}$  захвата.

Из рис. 2 видно, что непрерывная и штриховая линии сливаются при малых энергиях и, как будет показано далее, штриховая кривая идет несколько выше непрерывной при самых малых энергиях  $\text{p}^2\text{H}$  системы в ц.м. Экспериментальные данные по фоторазвалу  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  приводятся в работах [3, 12].

На рис. 3 приведен астрофизический S-фактор  $\text{p}^2\text{H}$  захвата обусловленный E1+E2 переходами, который был рассчитан до 10 кэВ в нашей работе [6]. Экспериментальные данные по S-фактору выше 150-200 кэВ получены пересчетом данных работы [13] и были известны на момент проведения этих расчетов. При более низких энергиях новые экспериментальные данные приведены в работах [14, 15]. Результаты этих измерений S-фактора взяты нами из обзора [13].

Для расчетов S-фактора использовалось известное выражение [14]

$$S = \sigma E_{cm} \exp\left(\frac{31.34 Z_1 Z_2 \sqrt{\mu}}{\sqrt{E_{cm}}}\right),$$

где  $\sigma$  - полное сечение процесса в барн,  $E_{cm}$  - энергия частиц в кэВ для системы центра масс,  $\mu$  - приведенная масса и  $Z$  – заряды частиц.

Обозначения кривых на рис. 3 совпадают с рис. 2. Линейная экстраполяция S(E1)-фактора к энергии 1 кэВ дает для непрерывной линии величину примерно  $1.2(2)10^{-4}$  кэВ бн, для штриховой  $1.6(2)10^{-4}$  кэВ бн. Одно из последних экспериментальных измерений S-фактора при нулевой энергии приводят к  $1.65(14)10^{-4}$  кэВ бн [15], а предыдущие измерения этих авторов  $1.21(12)10^{-4}$  кэВ бн [16]. Имеются и более ранние измерения [17], которые дают величину  $2.5(4)10^{-4}$  кэВ бн, найденную в области меньше 40 кэВ.

Из рисунков видно, что сечения, показанные на рис. 2 непрерывной линией, вполне успешно описывают экспериментальные данные в максимуме, но при малых энергиях идут несколько ниже эксперимента рис. 3. Хотя, если учесть величину ошибок S-фактора в области 10 - 50 кэВ, показанных для точки при 10 кэВ, трудно сделать однозначный вывод о качестве описания экспериментальных данных при самых низких энергиях разными кривыми - обе они ложатся в полосу экспериментальных ошибок при 10 кэВ (рис. 3).

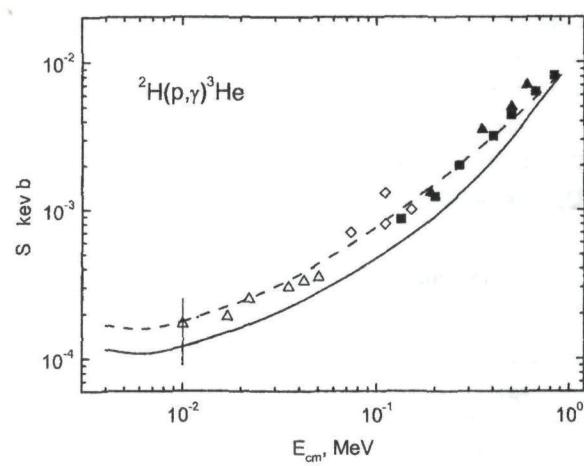


Рис. 3. Астрофизический S-фактор для  $\text{p}^2\text{H}$  захвата.

Кривые - расчеты для потенциалов из табл. 1, 2 [6].

Обозначения кривых, как на рис. 2. Квадраты, треугольник - эксперимент из работы [1], открытые квадраты из работы [2], открытые треугольники - [3]

Далее мы выполнили расчеты S-фактора  $p^2H$  захвата при более низких энергиях, а именно, до 4 кэВ. Для получения более точного значения энергии связи были уточнены параметры потенциала связанного состояния  ${}^3He$  в  $p^2H$  канале, которые приведены в табл.2 (вариант 1 - в скобках) – ширина потенциала осталась прежней. Такой потенциал приводит к точному совпадению расчетной и экспериментальной энергий связи (табл.2), но точность вычисления этой энергии находится на уровне 1-2 кэВ и улучшить ее на основе имеющихся программно-вычислительных средств, пока не представляется возможным. Поэтому расчет S-фактора, например, при 2 кэВ может содержать 100% ошибку определения энергии связи, которая играет существенную роль при низких энергиях радиационного захвата. А это, в свою очередь, может привести к ошибкам в абсолютной величине S-фактора при малых энергиях, оценить которые, в данный момент, не представляется возможным.

Тем не менее, ниже 6-7 кэВ наблюдается некоторый подъем S-фактора, демонстрирующий определенную тенденцию, которая, по-видимому, не зависит от его абсолютной величины. Этот подъем продолжается до самых низких энергий и при 4 кэВ приводит к значениям  $1.15 \cdot 10^4$  кэВ бн. для непрерывной линии и  $1.67 \cdot 10^4$  кэВ бн. для штриховой. Теперь линейная экстраполяция S-фактора к энергии 1 кэВ дает  $2.1(2) \cdot 10^4$  кэВ бн. для штриховой линии и  $1.5(2) \cdot 10^4$  кэВ бн. для непрерывной.

Таким образом, расчеты S-фактора  $p^2H$  радиационного захвата при энергии до 10 кэВ, выполненные нами около 15 лет назад [6], когда для S-факторов были известны только экспериментальные данные выше 150-200 кэВ, хорошо соглашаются с новыми данными в области 10 – 150 кэВ. Тем самым, использованная нами потенциальная кластерная модель с запрещенными состояниями и классификацией их по схемам Юнга оказалась способна правильно предсказать поведение S-фактора  $p^2H$  захвата при низких энергиях, вплоть до 10 кэВ [6,18].

Вычисления S-фактора при более низкой энергии, хотя и содержат большую ошибку, все же демонстрируют некоторую тенденцию к его подъему, которая, по-видимому, не зависит от его абсолютной величины.

Возможность предсказания поведения S-фактора при энергиях до 10 кэВ вполне можно рас-

сматривать, как очередное свидетельство в пользу потенциального подхода в кластерной модели, когда межкластерные взаимодействия строятся на основе фаз упругого рассеяния кластеров. Каждая парциальная волна описывается своим потенциалом, например, гауссового вида, а в некоторых случаях к нему добавляется периферическое отталкивание, что приводит к общей форме взаимодействия, представленного формулой (1).

Такое разделение общего взаимодействия по парциальным волнам позволяет детализировать его структуру, а классификация связанных состояний по схемам Юнга, которая позволяет определить наличие и количество запрещенных состояний, приводит к вполне определенной глубине взаимодействия, а это дает возможность избавиться от дискретной неоднозначности глубины потенциала, присущей оптической модели. Форма каждой парциальной фазы рассеяния может быть правильно описана только при определенной ширине такого потенциала, что избавляет нас от дискретной неоднозначности, которая также имеет место в классической оптической модели.

В результате, все параметры такого потенциала фиксируются вполне однозначно, а чистая по схемам Юнга компонента взаимодействия позволяет правильно описать многие характеристики связанного состояния легких кластеров, которое с большой вероятностью реализуются в ядрах типа  ${}^6Li$ ,  ${}^7Li$  и т.д. [9,21]. Поэтому, такой подход, может претендовать на возможность совместного, т.е. единого описания состояний дискретного и непрерывного спектров легких ядерных частиц.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Фаулер У.А. Успехи физических наук. 1985. Т. 145. С. 441.
2. Snover K.A., Soplar p-p chain and the  ${}^7Be(p,\gamma){}^8B$  S-factor. University of Washington, CEPRA, 1,6,2008.
3. Faul D.D., et. al. Phys. Rev., 1981, V.C24, P.849; Skopik D.M., et. al. Phys. Rev., 1981, V.C24, P.1791.
4. Mertelmeir T., Hofmann H.M., Nucl. Phys., 1986, V.A459, P.387.
5. Neudatchin V.G., et. al., Phys. Rev., 1992, V.C45. P.1512; Неудачин В.Г., et. al., ЭЧАЯ, 1993, Т.23, С.480.
6. Дубовиченко С.Б., Ядерная Физика, 1995, Т.58, С.1253.
7. Schmelzbach P., et. al., Nucl. Phys., 1972, V.A197, P.237; Arviex J., Nucl. Phys., 1967, V.A102, P.513; Van Oers W.T.H., et. al., Nucl. Phys., 1967, V.A92, P. 561; Chauvin J., et. al.,

Nucl. Phys., 1975, V.A247, P.347; Sloan J., Nucl. Phys., 1971, V.A168, P.211; Huttel E., et al., Nucl. Phys., 1983, V.A406, P.443.

8. Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В., Ядерная Физика, 1990, Т.51, С.1541.

9. Дубовиченко С.Б., Свойства легких атомных ядер в потенциальной кластерной модели. Алматы, Данекер, 2004, 248с.

10. Искра В., и др., Украинский Физический Журнал, 1988, Т.32, С.1141; Искра В., и др., Ядерная Физика, 1988, Т.48, С.1674; Неудачин В.Г., и др., Ядерная Физика, 1990, Т.52, С.738; Кукулин В.И., и др., Ядерная Физика, 1990, Т.52, С.402; Дубовиченко С.Б., и др., Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, Т.54, С.911; Neudatchin V.G., et al., Few Body Sys., 1995, V18, P.159.

11. Tilley D.R., et. al., Nucl. Phys., 1987, V.A474, P.1. ([http://www.tunl.duke.edu/nucldata/HTML/A=3/03He\\_1987\\_newv.shtml](http://www.tunl.duke.edu/nucldata/HTML/A=3/03He_1987_newv.shtml))

12. Fetisov V.N., et. al., Nucl. Phys., 1965, V.71, P.305; Stewart J.R., et. al., Phys. Rev., 1965, V.138, P.B372; Kundu S.K., et. al., Nucl. Phys., 1971, V.A171, P.384; Berman B.L., et. al., Phys. Rev., 1964, V.133, P.B117.

13. Griffiths G.M., et. al., Can. J. Phys., 1962, V.40, P.402.

14. Kankowsky L., et. al., Phys. Rev., 1997, V.C55, P.588.

15. Schmidt C., et. al., Nucl. Phys., 1995, v. A591, P.227.

16. Angulo C., Nucl. Phys., 1999, V. A656, P. 3.

17. Fowler W. et al., - Ann. Rev. Astr. Astrophys., 1975, V.13, P.69.

18. Schmid G. et. al., Phys. Rev. Lett., 1996, V.76, P.3088.

19. Schmidt G. et. al., Phys. Rev., 1995, V.52, P.R1732.

20. Griffiths G.M., et. al., Can. J. Phys., 1963, V.41, P.724.

21. Дубовиченко С.Б., Джазаиров-Кахраманов А.В., ЭЧАЯ, 1997, Т.28, С.1529.

## Резюме

Шектелінген потенциялды кластерлік моделінің тыым салу күйіндегі астрофизикалық S-жағдайындағы радиациялық  $p^2H$  кармауына жаңа тәжірибелерді колданудағы мүмкіншілдіктер қарастырылды.

## Summary

A description of the new experimental data for astrophysical S-factor of  $p^2H$  radiative capture at low energies in potential cluster model with forbidden states and classification binding level on Young's schemes was considered. Used cluster model able right described of experimental S-factor at energies until 10 keV.

Астрофизический институт  
им. В. Г. Фесенкова, г. Алматы

Поступила 29.02.08г.