

## СПЕКТРОСКОПИЯ ТЯЖЕЛЫХ БАРИОНОВ

*В. О. Галкин*\*, *Р. Н. Фаустов*

Институт кибернетики и образовательной информатики

Федерального исследовательского центра «Информатика и управление» РАН, Москва

Представлен обзор теоретических предсказаний для спектров масс тяжелых барионов, полученных в рамках релятивистской кварковой модели и кварк-дикварковой картины. Проведено подробное сравнение с экспериментальными данными, включая последние измерения коллаборации LHCb. Найдено хорошее согласие теоретических результатов с экспериментальными данными. Обсуждаются возможные квантовые числа возбужденных состояний тяжелых барионов.

The review of the theoretical predictions for masses of heavy baryons obtained in the relativistic quark–diquark picture is given. The detailed comparison with experimental data including recent measurements by the LHCb Collaboration is performed. Theoretical predictions are in good agreement with experiment. Possible quantum numbers of excited heavy baryon states are discussed.

PACS: 14.20.Mr; 14.20.Lq; 14.20.Sq

### ВВЕДЕНИЕ

Николай Николаевич Боголюбов всегда проводил исследования на переднем крае теоретической и математической физики. Уже на следующий год после того, как в 1964 г. М. Гелл-Манн и Г. Цвейг предложили составную кварковую модель, он читал лекции по этой модели в Московском государственном университете им. М. В. Ломоносова. Следуя вкладу Боголюбова в развитие составной картины адронов, мы разработали релятивистскую кварковую модель [1–4]. Эта модель основана на квазипотенциальном подходе в квантовой теории поля с мотивированным квантовой хромодинамикой квазипотенциалом. Адроны рассматриваются как связанные состояния конститuentных кварков и описываются одновременной волновой функцией, удовлетворяющей трехмерному релятивистски-инвариантному уравнению шредингеровского типа. Квазипотенциал взаимодействия состоит из пертурбативной части — потенциала одноглюонного обмена — и непертурбативной

---

\*E-mail: galkin@ccas.ru

запирающей части, линейно растущей с расстоянием. Лоренц-структура запирающего взаимодействия выбрана в виде смеси скалярного и векторного взаимодействий. Вершина дальнедействующего векторного взаимодействия содержит дополнительный паулиевский член (аномальный хромагнитный момент кварка), который приводит к исчезновению зависящего от спина хромагнитного взаимодействия на больших расстояниях.

В последние несколько лет достигнут существенный прогресс в экспериментальном исследовании спектроскопии тяжелых барионов. Было обнаружено много новых возбужденных состояний тяжелых барионов. Большой вклад внесла коллаборация LHCb [5–10]. Это связано с тем, что тяжелые барионы в большом количестве рождаются на Большом адронном коллайдере (LHC). В данной работе приводится сравнение этих экспериментальных данных с предсказаниями релятивистской кварк-дикварковой модели барионов [2–4].

## 1. РЕЛЯТИВИСТСКАЯ КВАРК-ДИКВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ БАРИОНОВ

Тяжелый барион описывается как релятивистское связанное состояние тяжелого кварка и легкого дикварка. Таким образом, очень сложная релятивистская трехчастичная задача сводится к решению двух существенно более простых двухчастичных задач. Сначала рассчитываются свойства дикварка. Дикварк является связанной двухкварковой ( $qq'$ ) системой, поэтому он не является точечным объектом. Вследствие этого его взаимодействие с глюонами «размазано» формфактором, который может быть вычислен как интеграл перекрытия волновых функций дикварка. Такой формфактор входит в вершину взаимодействия дикварка с глюоном и эффективно учитывает его внутреннюю структуру [2, 4]. Отметим, что основное состояние дикварка, составленного из кварков разных ароматов, может быть как в скалярном, так и в аксиально-векторном состоянии. В то время как дикварк, состоящий из кварков одного аромата, может быть только в аксиально-векторном состоянии согласно принципу Паули. С помощью численного решения квазипотенциального уравнения [1] были рассчитаны массы, волновые функции и на их основе формфакторы дикварков. Для тяжело-легких барионов рассматривались только основные состояния легких дикварков ( $qq'$ ), в то время как для дважды тяжелых барионов учитывались орбитальные и радиальные возбуждения тяжелых дикварков  $QQ'$ . Затем рассчитывались массы тяжелых барионов как релятивистских связанных состояний тяжелого кварка и легкого дикварка [2, 4]. Предположено, что все возбуждения происходят только между ними. Также дважды тяжелый барион рассматривался как связанное состояние легкого кварка и тяжелого дикварка, и учитывались возбуждения

как между кварком и дикварком, так и внутри дикварка. Необходимо отметить, что в рамках такого подхода предсказывается существенно меньше возбужденных состояний, чем в трехкварковой картине барионов. Это различие увеличивается с ростом возбуждения. Важно подчеркнуть, что при проведении расчетов не использовались нерелятивистские разложения по  $p/m_{q,Q}$  и  $p/m_d$ , т. е. кварки и дикварки рассматривались полностью релятивистски.

## 2. ТЯЖЕЛЫЕ БАРИОНЫ

Рассчитанные массы барионов [4] приведены в табл. 1–5. В первом столбце даны полный изоспин  $I$ , спин  $J$  и четность  $P$  бариона, во втором столбце — состояние кварк-дикварковой системы, следующие три колонки — предсказываемая масса, экспериментальный статус и масса [11] для очарованных барионов, следующие три колонки — то же самое для прелестных барионов. Новые состояния барионов [5–10] обозначены «new».

Из табл. 1 и 2 видно, что  $\Lambda_c(2765)$  (или  $\Sigma_c(2765)$ ), если оно действительно является состоянием  $\Lambda_c$ , может быть объяснено как первое радиальное ( $2S$ ) возбуждение с  $J^P = 1/2^+$   $\Lambda_c$ . Если же это состояние  $\Sigma_c$ , то оно может быть сопоставлено первому орбитальному возбуждению ( $1P$ ) с  $J^P = 3/2^-$  (см. табл. 2). Барион  $\Lambda_c(2880)$  соответствует второму орбитальному возбуждению ( $1D$ ) с  $J^P = 5/2^+$ , что находится в согласии с экспериментальным анализом [5]. Другой барион  $\Lambda_c(2940)$ , вероятно, имеет изоспин  $I = 0$ , так как он был обнаружен в канале  $pD^0$  и не наблюдался в канале  $pD^+$ , но значение

Таблица 1. Массы  $\Lambda_Q$  ( $Q = c, b$ ) барионов (в МэВ)

$I(J^P)$	$Qd$ -состояние	$Q = c$			$Q = b$		
		$M$	Статус	$M^{\text{exp}}$	$M$	Статус	$M^{\text{exp}}$
0(1/2 <sup>+</sup> )	1S	2286	****	2286,46(14)	5620	***	5619,51(23)
	2S	2769	*	2766,6(2,4)?	6089		
	3S	3130			6455		
0(1/2 <sup>-</sup> )	1P	2598	***	2592,25(28)	5930	***	5912,11(26)
	2P	2983	***	2944, 8( <sup>1,4</sup> <sub>1,5</sub> )?	6326		
0(3/2 <sup>-</sup> )	1P	2627	***	2628,1(6)	5942	***	5919,81(23)
	2P	3005			6333		
0(3/2 <sup>+</sup> )	1D	2874	New	2856,13( <sup>2,3</sup> <sub>5,9</sub> )	6190	New	6146,17(43)
	2D	3189			6526		
0(5/2 <sup>+</sup> )	1D	2880	***	2881,75(35)	6196	New	6152,51(38)
	2D	3209			6531		
0(5/2 <sup>-</sup> )	1F	3097			6408		
0(7/2 <sup>-</sup> )	1F	3078			6411		

Таблица 2. Массы  $\Sigma_Q$  ( $Q = c, b$ ) барионов (в МэВ)

$I(J^P)$	$Qd$ -состояние	$Q = c$			$Q = b$			
		$M$	Статус	$M^{\text{exp}}$	$M$	Статус	$M^{\text{exp}}$	
$1(1/2^+)$	$1S$	2443	****	2453,76(18)	5808	***	5807,8(2,7)	
	$2S$	2901			6213			
$1(3/2^+)$	$1S$	2519	***	2518,0(5)	5834	***	5829,0(3,4)	
	$2S$	2936	***	2939,3 $_{(1,5)}^{1,4}$ ?	6226			
$1(1/2^-)$	$1P$	2799	***	2802 $_{(7)}^{4}$ )	6101			
	$2P$	3172			6440			
	$1P$	2713			6095			
	$2P$	3125			6430			
$1(3/2^-)$	$1P$	2798	***	2802 $_{(7)}^{4}$ )	6096	New	6095,8(1,8)	
	$2P$	3172			6430			
	$1P$	2773	*		2766,6(2,4)?	6087		
	$2P$	3151				6423		
$1(5/2^-)$	$1P$	2789			6084			
	$2P$	3161			6421			
$1(1/2^+)$	$1D$	3041			6311			
$1(3/2^+)$	$1D$	3043			6326			
	$1D$	3040			6285			
$1(5/2^+)$	$1D$	3038			6284			
	$1D$	3023			6270			
$1(7/2^+)$	$1D$	3013			6260			

$I = 1$  также полностью не исключено [11]. Если это действительно состояние  $\Lambda_c$ , то оно может быть орбитально и радиально возбужденным состоянием ( $2P$ ) с  $J^P = 1/2^-$  с предсказываемой массой на 40 МэВ тяжелее. Лучшее согласие с экспериментом в пределах нескольких мегаэлектронвольт достигается, если рассматривать  $\Lambda_c(2940)$  как первое радиальное возбуждение ( $2S$ )  $\Sigma_c$  с  $J^P = 3/2^+$ . Масса бариона  $\Sigma_c(2800)$  согласуется с массой первого орбитального возбуждения ( $1P$ )  $\Sigma_c$  с  $J^P = 1/2^-$  или  $J^P = 3/2^-$ . Новое состояние  $\Lambda_c(2860)$  с  $J^P = 3/2^+$  [5] хорошо согласуется со вторым орбитальным возбуждением ( $1D$ ). В секторе прелестных барионов  $\Lambda_b(5912)$  и  $\Lambda_b(5920)$  соответствуют первым орбитальным возбуждениям ( $1P$ ) с  $J^P = 1/2^-$  и  $J^P = 3/2^-$ . Новое состояние  $\Sigma_b(6097)$  [9] может быть первым орбитальным возбуждением ( $1P$ ) с  $J^P = 3/2^-$ , а  $\Lambda_b(6146)$  и  $\Lambda_b(6152)$  —  $1D$ -состояниями с  $J^P = 3/2^+$  и  $J^P = 5/2^+$ .

Предсказания для  $\Xi_Q$ -барионов даны в табл. 3 и 4. Барионы  $\Xi_c(2790)$  и  $\Xi_c(2815)$  соответствуют первому орбитальному ( $1P$ ) возбуждению  $\Xi_c$  со скалярным дикварком и квантовыми числами  $J^P = 1/2^-$  и  $J^P = 3/2^-$ .

Таблица 3. Массы  $\Xi_Q$  ( $Q = c, b$ ) барионов со скалярным дикварком (в МэВ)

$I(J^P)$	$Qd$ -состояние	$Q = c$			$Q = b$		
		$M$	Статус	$M^{\text{exp}}$	$M$	Статус	$M^{\text{exp}}$
1/2(1/2 <sup>+</sup> )	1S	2476	***	2470,88( $\frac{34}{80}$ )	5803	***	5790,5(2,7)
	2S	2959			6266		
	3S	3323			6601		
1/2(1/2 <sup>-</sup> )	1P	2792	***	2792,8(1,2)	6120		
	2P	3179			6496		
1/2(3/2 <sup>-</sup> )	1P	2819	***	2820,22(32)	6130		
	2P	3201			6502		
1/2(3/2 <sup>+</sup> )	1D	3059	***	3055,9(0,4)	6366		
1/2(5/2 <sup>+</sup> )	1D	3076	*	3079,9(1,4)	6373		

Таблица 4. Массы  $\Xi_Q$  ( $Q = c, b$ ) барионов с аксиально-векторным дикварком (в МэВ)

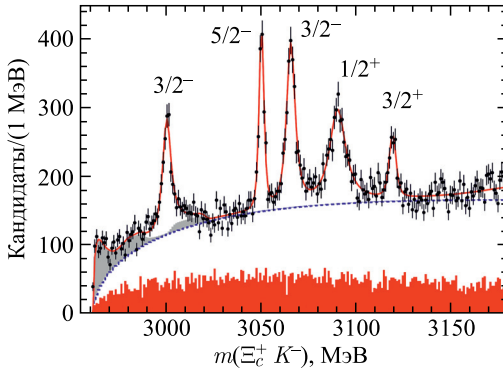
$I(J^P)$	$Qd$ -состояние	$Q = c$			$Q = b$		
		$M$	Статус	$M^{\text{exp}}$	$M$	Статус	$M^{\text{exp}}$
1/2(1/2 <sup>+</sup> )	1S	2579	***	2577,9(2,9)	5936	***	5935,02(5)
	2S	2983			6329		
1/2(3/2 <sup>+</sup> )	1S	2649	***	2645,9(0,5)	5963	***	5955,33(13)
	2S	3026			6342		
1/2(1/2 <sup>-</sup> )	1P	2936	*	2931(6)	6233	New	6226,9(2,1)
	2P	3313			6611		
	1P	2854			6227		
	2P	3267			6604		
1/2(3/2 <sup>-</sup> )	1P	2935	*	2931(6)	6234	New	6226,9(2,1)
	2P	3311			6605		
	1P	2912			6224		
	2P	3293			6598		
1/2(5/2 <sup>-</sup> )	1P	2929	*	2931(6)	6226	New	6226,9(2,1)
	2P	3303			6596		
1/2(1/2 <sup>+</sup> )	1D	3163			6447		
1/2(3/2 <sup>+</sup> )	1D	3167			6459		
	1D	3160			6431		
1/2(5/2 <sup>+</sup> )	1D	3166			6432		
	1D	3153			6420		
1/2(7/2 <sup>+</sup> )	1D	3147	*	3122,9(1,3)	6414		

Таблица 5. Массы  $\Omega_Q$  ( $Q = c, b$ ) барионов (в МэВ)

$I(J^P)$	$Qd$ -состояние	$Q = c$			$Q = b$		
		$M$	Статус	$M^{\text{exp}}$	$M$	Статус	$M^{\text{exp}}$
$0(1/2^+)$	$1S$	2698	***	$2695,2(1,7)$	6064	***	$6046,4(1,9)$
	$2S$	3088	New	$3090,2(\frac{7}{8})$	6450		
$0(3/2^+)$	$1S$	2768	***	$2765,9(2,0)$	6088		
	$2S$	3123	New	$3119,1(\frac{1,0}{1,1})$	6461		
$0(1/2^-)$	$1P$	3055			6339		
	$2P$	3435			6710		
	$1P$	2966			6330		
	$2P$	3384			6706		
$0(3/2^-)$	$1P$	3054	New	$3065,6(\frac{6}{7})$	6340		
	$2P$	3433			6705		
	$1P$	3029	New	$3000,4(\frac{4}{6})$	6331		
	$2P$	3415			6699		
$0(5/2^-)$	$1P$	3051	New	$3050,2(\frac{4}{5})$	6334		
	$2P$	3427			6700		
$0(1/2^+)$	$1D$	3287			6540		
$0(3/2^+)$	$1D$	3298			6549		
	$1D$	3282			6530		
$0(5/2^+)$	$1D$	3297			6529		
	$1D$	3286			6520		
$0(7/2^+)$	$1D$	3283			6517		

Барион  $\Xi_c(2930)$  может быть рассмотрен как первое орбитальное возбуждение ( $1P$ )  $\Xi'_c$  с аксиально-векторным дикварком с  $J^P = 1/2^-$ ,  $J^P = 3/2^-$  или  $J^P = 5/2^-$  (все эти состояния имеют близкие массы). В то же время  $\Xi_c(2980)$  можно рассматривать как первое орбитальное возбуждение  $\Xi'_c$  с  $J^P = 1/2^+$ ,  $\Xi_c(3055)$  и  $\Xi_c(3080)$  — как второе орбитальное возбуждение ( $1D$ )  $\Xi_c$  с  $J^P = 3/2^+$  и  $J^P = 5/2^+$ , а  $\Xi_c(3123)$  — как  $1D$ -возбуждение  $\Xi'_c$  с  $J^P = 7/2^+$ . Новое возбужденное состояние  $\Xi_b(6227)^-$  [8] может быть первым радиальным возбуждением ( $1P$ )  $\Xi'_b$  с аксиально-векторным дикварком и квантовыми числами  $J^P = 1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$ , предсказываемые массы которых очень близки.

Массы  $\Omega_c$ - и  $\Omega_b$ -барионов даны в табл. 5. Массы основных ( $1S$ ) состояний были предсказаны [3] до их экспериментального обнаружения. Недавно наблюдались пять новых возбужденных узких состояний  $\Omega_c$  [6], которые тоже находятся в согласии с нашими предсказаниями. Три более легких состояния  $\Omega_c(3000)^0$ ,  $\Omega_c(3050)^0$  и  $\Omega_c(3066)^0$  хорошо описываются как первые радиальные возбуждения ( $1P$ ) с  $J^P = 3/2^-, 5/2^-, 3/2^-$ , и теоретический



Предлагаемые квантовые числа для возбужденных состояний  $\Omega_c$ , наблюдаемых коллаборацией LHCb

анализ показывает, что они должны быть узкими состояниями. Оставшиеся  $1P$ -состояния с  $J^P = 1/2^-$  должны быть широкими, поэтому их экспериментальное обнаружение затруднено. Небольшой пик при меньших массах в  $\Xi_c^+ K^-$ -распределении (рисунок) может отвечать состоянию  $J^P = 1/2^-$  с предсказываемой массой 2966 МэВ (см. табл. 5). Два более тяжелых состояния  $\Omega_c(3090)^0$  и  $\Omega_c(3119)^0$  естественным образом могут быть описаны как первые радиальные возбуждения ( $2S$ ) с квантовыми числами  $J^P = 1/2^+$  и  $J^P = 3/2^+$ . Их предсказываемые массы совпадают с экспериментально полученными значениями с точностью в несколько мегаэлектронвольт. Предлагаемые значения спинов и четностей возбужденных состояний  $\Omega_c$ -барионов, обнаруженных LHCb, показаны на рисунке.

### 3. ДВАЖДЫ ТЯЖЕЛЫЕ БАРИОНЫ

Массы дважды тяжелых барионов были рассчитаны в рамках картины легкий кварк–тяжелый дикварк в работе [2]. Легкий кварк рассматривался полностью релятивистски, использовалось разложение только по обратным массам тяжелого дикварка. Результаты расчета для масс  $\Xi_{cc}$  представлены в табл. 6. Для состояний использованы обозначения  $(n_d L n_q l) J^P$ , где  $n_d = 1, 2, 3 \dots$  — радиальное квантовое число и  $L = S, P, D \dots$  — орбитальный момент дикварка,  $n_q = 1, 2, 3 \dots$  — радиальное квантовое число и  $l = s, p, d \dots$  — орбитальный момент легкого кварка, а  $J$  и  $P$  — полный момент и четность бариона. В табл. 7 приведено сравнение предсказаний для масс основных состояний дважды тяжелых барионов. Нами предсказанная масса  $\Xi_{cc}$ -бариона [2] с высокой точностью согласуется с массой, измеренной коллаборацией LHCb [7]:

$$M^{\text{exp}}(\Xi_{cc}^{++}) = (3621,40 \pm 0,55 \pm 0,23 \pm 0,30) \text{ МэВ.}$$

Таблица 6. Массы  $\Xi_{cc}$ -барионов (в ГэВ)

Состояние ( $n_d L n_q l$ ) $J^P$	Масса		Состояние ( $n_d L n_q l$ ) $J^P$	Масса	
	Наш результат [2]	[12]		Наш результат [2]	[12]
(1S1s)1/2 <sup>+</sup>	3,620	3,478	(1P1s)1/2 <sup>-</sup>	3,838	3,702
(1S1s)3/2 <sup>+</sup>	3,727	3,61	(1P1s)3/2 <sup>-</sup>	3,959	3,834
(1S1p)1/2 <sup>-</sup>	4,053	3,927	(2S1s)1/2 <sup>+</sup>	3,910	3,812
(1S1p)3/2 <sup>-</sup>	4,101	4,039	(2S1s)3/2 <sup>+</sup>	4,027	3,944
(1S1p)1/2' <sup>-</sup>	4,136	4,052	(2P1s)1/2 <sup>-</sup>	4,085	3,972
(1S1p)5/2 <sup>-</sup>	4,155	4,047	(2P1s)3/2 <sup>-</sup>	4,197	4,104
(1S1p)3/2' <sup>-</sup>	4,196	4,034	(3S1s)1/2 <sup>+</sup>	4,154	4,072

Таблица 7. Массы основных состояний дважды тяжелых барионов (в ГэВ).  $\{QQ'\}$  — аксиально-векторный дикварк,  $[QQ']$  — скалярный дикварк

Барион	Квар- ковый состав	$J^P$	Наш результат [2]	[12]	[13]	[14]	[15]	[16]	[17]
$\Xi_{cc}$	$\{cc\}q$	1/2 <sup>+</sup>	3,620	3,478	3,66	3,69	3,510	3,676	3,627(12)
$\Xi_{cc}^*$	$\{cc\}q$	3/2 <sup>+</sup>	3,727	3,61	3,74		3,548	3,753	3,690(12)
$\Omega_{cc}$	$\{cc\}s$	1/2 <sup>+</sup>	3,778	3,59	3,74	3,86	3,719	3,815	
$\Omega_{cc}^*$	$\{cc\}s$	3/2 <sup>+</sup>	3,872	3,69	3,826		3,746	3,876	
$\Xi_{bb}$	$\{bb\}q$	1/2 <sup>+</sup>	10,202	10,093	10,34	10,16	10,130	10,340	10,162(12)
$\Xi_{bb}^*$	$\{bb\}q$	3/2 <sup>+</sup>	10,237	10,133	10,37		10,144	10,367	10,184(12)
$\Omega_{bb}$	$\{bb\}s$	1/2 <sup>+</sup>	10,359	10,18	10,37	10,34	10,422	10,454	
$\Omega_{bb}^*$	$\{bb\}s$	3/2 <sup>+</sup>	10,389	10,20	10,40		10,432	10,486	
$\Xi_{cb}$	$\{cb\}q$	1/2 <sup>+</sup>	6,933	6,82	7,04	6,96	6,792	7,011	6,914(13)
$\Xi_{cb}^*$	$[cb]q$	1/2 <sup>+</sup>	6,963	6,85	6,99		6,825	7,047	6,933(12)
$\Xi_{cb}^*$	$\{cb\}q$	3/2 <sup>+</sup>	6,980	6,90	7,06		6,827	7,074	6,969(14)
$\Omega_{cb}$	$\{cb\}s$	1/2 <sup>+</sup>	7,088	6,91	7,09	7,13	6,999	7,136	
$\Omega'_{cb}$	$[cb]s$	1/2 <sup>+</sup>	7,116	6,93	7,06		7,022	7,165	
$\Omega^*_{cb}$	$\{cb\}s$	3/2 <sup>+</sup>	7,130	6,99	7,12		7,024	7,187	

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Недавние наблюдения возбужденных состояний очарованных и прелестных барионов и измерения их масс подтверждают предсказания релятивистской кварк-дикварковой модели тяжелых барионов [3,4]. Новое состояние  $\Lambda_c(2860)$  согласуется с  $1D$ -состоянием с  $J^P = 3/2^+$ . Экспериментально предпочтительные квантовые числа  $J^P = 5/2^+$   $\Lambda_c(2880)$ -бариона согласуются с предсказываемым  $1D$ -состоянием с  $J^P = 5/2^+$ . Барионы  $\Lambda_b(5912)$  и  $\Lambda_b(5920)$  хорошо описываются как  $1P$ -состояния с  $J^P = 1/2^-$  и  $J^P = 3/2^-$ . Новый барион  $\Sigma_b(6097)$  может быть  $1P$ -состоянием с  $J^P = 3/2^-$ . Не-



давно наблюдаемый возбужденный  $\Xi_b(6227)^-$  может быть  $1P$ -состоянием  $\Xi_b'$  с аксиально-векторным дикварком с квантовыми числами  $J^P = 1/2^-, 3/2^-, 5/2^-$ , которые имеют близкие массы. Новое состояние  $\Sigma_b(6097)$  может быть первым орбитальным возбуждением ( $1P$ ) с  $J^P = 3/2^-$ , а  $\Lambda_b(6146)$  и  $\Lambda_b(6152)$  —  $1D$ -состояниями с  $J^P = 3/2^+$  и  $J^P = 5/2^+$ . Данные недавних наблюдений пяти узких возбужденных состояний  $\Omega_c$  с массами в диапазоне 3000–3200 МэВ согласуются с нашими предсказаниями для масс орбитально и радиально возбужденных состояний:  $\Omega_c(3000)$ ,  $\Omega_c(3066)$ ,  $\Omega_c(3050)$  могут быть  $1P$ -состояниями с  $J^P = 3/2^-, 3/2^-, 5/2^-$ , в то время как  $\Omega_c(3090)$  и  $\Omega_c(3119)$  —  $2S$ -состояниями с  $J^P = 1/2^+, 3/2^+$ .

В секторе дважды тяжелых барионов масса недавно обнаруженного  $\Xi_{cc}^{++}$ -бариона согласуется с нашим предсказанием [2], сделанным за 15 лет до его обнаружения. Массы основных состояний дважды очарованных барионов предсказываются в диапазоне 3,5–3,9 ГэВ, массы основных состояний дважды прелестных барионов — 10,1–10,5 ГэВ, а прелестно-очарованных барионов — 6,8–7,2 ГэВ. Ожидается богатая спектроскопия узких возбужденных состояний под порогами сильных распадов. Экспериментальный поиск новых возбужденных состояний тяжелых барионов, в особенности дважды тяжелых барионов, представляется крайне важной задачей.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O. // Phys. Rev. D. 2003. V. 67. P. 014027.
2. Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O., Martynenko A. P. // Phys. Rev. D. 2002. V. 66. P. 014008.
3. Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O. // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. P. 034026; Phys. Lett. B. 2008. V. 659. P. 612.
4. Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O. // Phys. Rev. D. 2011. V. 84. P. 014025.
5. Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // JHEP. 2017. V. 1705. P. 030.
6. Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 182001.
7. Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // Ibid. V. 119. P. 112001; arXiv:1911.08594.
8. Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 121. P. 072002.
9. Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 012001.
10. Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // Ibid. V. 123. P. 152001.
11. Tanabashi M. et al. (Particle Data Group) // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 030001.
12. Gershtein S. S., Kiselev V. V., Likhoded A. K., Onishchenko A. I. // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 54021.
13. Roncaglia R., Lichtenberg D. B., Predazzi E. // Phys. Rev. D. 1995. V. 52. P. 1722.
14. Narodetskii I. M., Trusov M. A. // Phys. Atom. Nucl. 2001. V. 65. P. 917.
15. Martynenko A. P. // Phys. Lett. B. 2008. V. 663. P. 317.
16. Roberts W., Pervin M. // Intern. J. Mod. Phys. A. 2008. V. 23. P. 2817.
17. Karliner M., Rosner J. L. // Phys. Rev. D. 2014. V. 90. P. 094007.