

## УЧЕТ СВЯЗАННОСТИ ЭЛЕКТРОНА НА ОБОЛОЧКЕ ПРИ ВЫЧИСЛЕНИИ СЕЧЕНИЙ МАГНИТНОГО И СЛАБОГО РАССЕЙЯНИЯ НЕЙТРИНО НА ЭЛЕКТРОНЕ

© 2023 г. Д. Н. Абдурашитов<sup>1)</sup>, А. П. Власенко<sup>1),2)</sup>,  
А. П. Ивашкин<sup>1)</sup>, С. В. Силаева<sup>1)</sup>, В. В. Синева<sup>1),2)\*</sup>

Поступила в редакцию 23.09.2022 г.; после доработки 23.09.2022 г.; принята к публикации 26.09.2022 г.

Рассматривается проблема регистрации электронов отдачи от рассеяния нейтрино при малых энергиях. Для поиска магнитного момента нейтрино представляет интерес использование спектра антинейтрино источника трития (<sup>3</sup>H) с малой граничной энергией (18.6 кэВ). При малых энергиях нейтрино начинает сказываться энергия связи электрона в атоме. Приводится расчет сечений для электронов атомов Cs, I и Si как возможных мишеней для эксперимента с тритиевым источником.

DOI: 10.31857/S0044002723010014, EDN: QXIWNR

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтрино может упруго рассеиваться на электроном за счет слабого взаимодействия. Сечение слабого взаимодействия на электроном было экспериментально измерено в первых экспериментальных работах Райнеса [1] в 1976 г. и позднее в работе [2] Курчатовского института в 1992 г. в экспериментах на ядерных реакторах.

При наличии магнитного момента у нейтрино оно может рассеиваться на электроном и за счет электромагнитного взаимодействия. Первые экспериментальные оценки магнитного момента дали исчезающе малое значение магнитного момента ( $\mu_\nu = 3.2 \times 10^{-19} \mu_B$ ) [1, 2].

На Калининской АЭС ведется поиск магнитного рассеяния нейтрино в эксперименте GEMMA [3]. В этом эксперименте получено рекордное ограничение на величину магнитного момента нейтрино:  $\mu_\nu < 3.2 \times 10^{-11} \mu_B$  [4]. По данным эксперимента Борексина получено ограничение  $\mu_\nu < 5.4 \times 10^{-11} \mu_B$  [5], близкое значение приводится также в работе коллаборации TEXONO [6]. В данных Particle Data Group [7] приводится усредненное по результатам астрофизических измерений и экспериментов в лабораториях значение  $\mu_\nu < 2.8 \times 10^{-11} \mu_B$ .

В работе [8] было учтено, что при малых энергиях нейтрино электрон может выбиваться с электронной оболочки только при переданном моменте больше энергии связи электрона на оболочке. Там же было показано, что не обязательно производить точные вычисления сечения по модели Хартри–Фока–Дирака. Можно в первом приближении представить сечение как сечение рассеяния на свободном электроном, умноженное на ступенчатую функцию, представляющую убывание доли электронов из процесса рассеяния при уменьшении энергии нейтрино.

Затем в работе [9] были проведены расчеты сечений рассеяния нейтрино от распада трития на электронах оболочек Ge. Там же было показано, что модельный “точный” расчет сечения отличается от приближения со ступенчатой функцией примерно на 25% в меньшую сторону.

В работе [4] было дано более сильное ограничение на магнитный момент нейтрино при учете связанности электрона на атомных оболочках германия  $\mu_\nu < 5.0 \times 10^{-12} \mu_B$ .

В настоящее время рассматривается возможность проведения эксперимента с кристаллом CsI и тритиевым источником массой 1 кг для поиска магнитного момента нейтрино. Кристалл предполагается охладить до низких температур жидким азотом для уменьшения собственных шумов детектора и возможности снижения порога регистрации до 100 эВ, чтобы увидеть электроны отдачи от возможного магнитного рассеяния антинейтрино от тритиевого источника, максимальная энергия которых ниже 1260 эВ.

<sup>1)</sup>Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

\*E-mail: vsinev@inr.ru

В данной работе мы представляем сечения магнитного и слабого рассеяния для антинейтрино источника трития на электронах атомов Cs, I и Si как возможных мишенях для поиска магнитного момента нейтрино. Расчеты выполнены для значения магнитного момента нейтрино  $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$  как максимально возможного значения, следующего из экспериментального ограничения. Используется приближение ступенчатой функции, так как возможно большую неопределенность может внести неточность формы антинейтринного спектра трития. В работе [10] отмечалась гипотетическая несимметрия спектров электронов и антинейтрино при бета-распаде, которая может быть обусловлена свойствами нейтрино.

## 2. СПЕКТР АНТИНЕЙТРИНО ОТ РАСПАДА ТРИТИЯ

Спектр антинейтрино можно получить из бета-спектра того же источника, отразив его относительно центра энергетической шкалы, так что минимальная энергия бета-спектра становится максимальной энергией антинейтрино. Но здесь возникают тонкости. Бета-спектр достаточно хорошо рассчитывается. При этом учитываются всевозможные факторы, искажающие спектр электронов бета-распада. В частности, используется кулоновская функция, часто называемая функцией Ферми, которая учитывает электрическое поле атомного ядра и электронных оболочек. Но если влияние кулоновского поля на электрон неоспоримо, то его влияние на антинейтрино вызывает сомнения, так как нейтрино не имеет заряда. Значит, первоначальный спектр при рождении частиц внутри атомного ядра должен совпадать, а на выходе из атома спектры антинейтрино и электрона могут различаться.

Возможные спектры антинейтрино от распада трития показаны на рис. 1. Показан расчетный спектр с учетом функции Ферми, а также без учета. Если в природе реализуется случай без функции Ферми, то спектр антинейтрино оказывается мягче.

## 3. СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ АНТИНЕЙТРИНО НА ЭЛЕКТРОНАХ

Сечение слабого взаимодействия при рассеянии электронного антинейтрино на свободном электроном обычно представляется следующим выражением:

$$\sigma_W(T, E) = \frac{G_F^2}{2\pi} m_e \times \left( g_R^2 + g_L^2 \left(1 - \frac{T}{E}\right)^2 - g_L^2 g_R^2 \frac{m_e T}{E^2} \right), \quad (1)$$

где  $E$  — энергия антинейтрино,  $T$  — кинетическая энергия электрона отдачи,  $m_e$  — масса электрона,  $\frac{G_F^2}{2\pi} m_e = 4.308 \times 10^{-48} \text{ см}^2/\text{кэВ}$  — нормировочный множитель,  $g_L = 2 \sin \theta_W + 1$ ,  $g_R = 2 \sin \theta_W$ . Для нейтрино  $g_R$  и  $g_L$  (1) меняются местами.

Сечение магнитного рассеяния для свободного электрона может быть записано в виде

$$\sigma_M(T, E) = \pi r_e^2 \frac{\mu_B^2}{\mu_V^2} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{E} \right), \quad (2)$$

где  $E$  — энергия нейтрино,  $T$  — кинетическая энергия электрона отдачи,  $\pi r_e^2 = 2.495 \times 10^{-25} \text{ см}^2/\text{кэВ}$  — нормировочный множитель,  $\mu_B^2$  — магнетон Бора и  $\mu_V^2$  — магнитный момент нейтрино.

Сечения слабого и магнитного рассеяния антинейтрино от источника трития на свободном электроном показаны на рис. 2. Для сравнения приведены сечения магнитного рассеяния для двух значений магнитного момента нейтрино.

Электрон отдачи имеет кинематическое ограничение по энергии, определяемое из формулы

$$T_{\max} = \frac{2E^2}{(2E + mc^2)}, \quad (3)$$

где  $E$  — энергия нейтрино, а  $mc^2$  — масса покоя электрона.

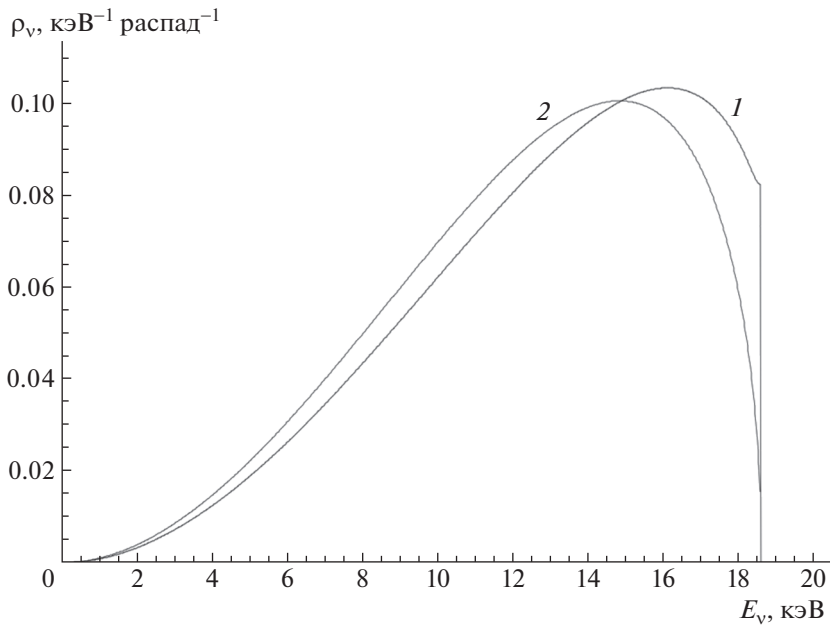
## 4. УЧЕТ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ ЭЛЕКТРОНА НА ОБОЛОЧКЕ

В случае рассеяния нейтрино или антинейтрино на связанном в оболочке атома электроном необходимо учитывать энергию, передаваемую электрону от нейтрино. Если эта энергия превышает энергию связи, то электрон выходит из атома. Обозначим переданную энергию  $q$ . Тогда в выражениях для магнитного и слабого рассеяний (1) и (2) вместо кинетической энергии  $T$  будем использовать  $q$ , которое равно сумме кинетической энергии выбитого электрона  $T$  и энергии связи  $\varepsilon_i$   $i$ -ой оболочки

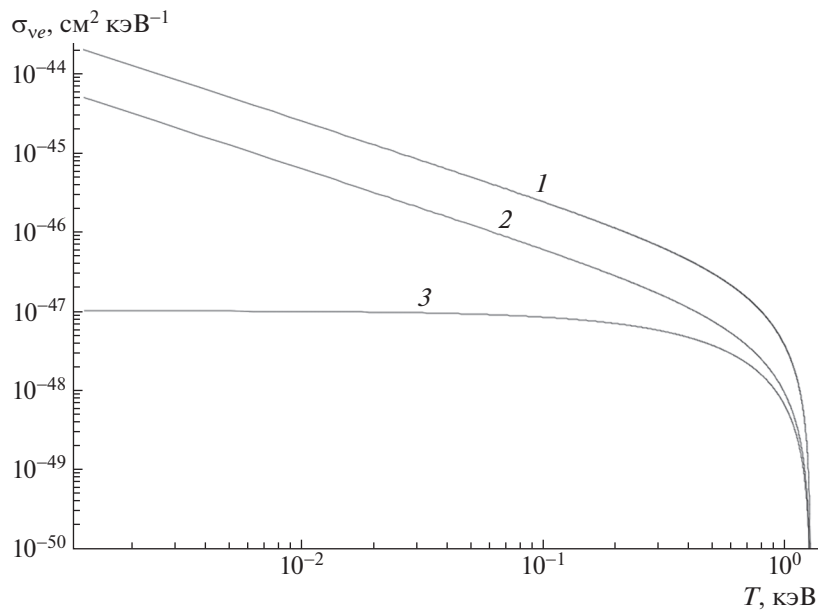
$$q = T + \varepsilon_i. \quad (4)$$

Максимальное значение кинетической энергии заменится на максимальное значение переданной энергии, которое будет определяться по формуле (3). Спектр электронов будет представлять из себя свертку сечения (1), (2) и спектра антинейтрино  $\rho(E)$

$$S_i^{W,M}(q) = \int \sigma_{W,M}(q, E) \rho(E) F(Z, A) dE, \quad (5)$$



**Рис. 1.** Расчетный спектр антинейтрино от распада трития. Показаны два случая: 1 — расчет с применением функции Ферми (зеркально отраженный спектр бета-частиц) и 2 — без использования функции Ферми.



**Рис. 2.** Сечения слабого и магнитного рассеяния на свободном электроном. Магнитные сечения показаны для двух значений магнитного момента: 1 —  $1.0 \times 10^{-11} \mu_B$  и 2 —  $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$ . 3 — сечение слабого рассеяния.

где  $F(Z, A)$  — функция, учитывающая влияние электронных оболочек на выбитый электрон. Учет веса электронной оболочки производится умножением спектра на ступенчатую функцию  $\theta(q)$

$$\theta(q - \varepsilon_i) = \begin{cases} 1, & q > \varepsilon_i, \\ 0, & q < \varepsilon_i. \end{cases} \quad (6)$$

Полный спектр электронов отдачи на атоме будет

представлять сумму спектров на всех оболочках

$${}^{W,M}S(q) = \sum_i S_i^{W,M}(q) \frac{n_i}{Z} \theta(q - \varepsilon_i). \quad (7)$$

Максимальная переданная энергия, соответствующая максимальной энергии спектра антинейтрино трития 18.6 кэВ,  $q_{\max} = 1.26$  кэВ.

**Таблица 1.** Энергия связи электронов ( $\varepsilon_i$ ) на оболочках атомов Cs в эВ

Оболочка	Cs	
	$N_{\text{эл}}$	$\varepsilon_i$ , эВ
1s	2	35 990
2s	2	5278
2p	6	5019
3s	2	1227
3p	6	1008
3d	10	732
4s	2	247
4p	6	177
4d	10	82
5s	2	34
5p	6	17
6s	1	3

**Таблица 2.** Энергия связи электронов ( $\varepsilon_i$ ) на оболочках атомов I в эВ

Оболочка	I	
	$N_{\text{эл}}$	$\varepsilon_i$ , эВ
1s	2	33 178
2s	2	5204
2p	6	4567
3s	2	1084
3p	6	886
3d	10	628
4s	2	204
4p	6	142
4d	10	57
5s	2	22
5p	5	9

Ниже мы рассмотрим сечения рассеяния антинейтрино на электронах атомных оболочек Cs, I и Si.

### 5. СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ НА АТОМЕ Cs

Атом Cs имеет 55 электронов, расположенных на пяти оболочках. Четыре оболочки из которых полностью заполнены. Значения энергии связи для электронов оболочек атома Cs приведены в табл. 1. Значения энергии связи взяты с сайта [11].

Для спектра антинейтрино от трития граничная величина переданной электрону энергии составляет 1.26 кэВ и, таким образом, видно, что первая и вторая оболочка не дадут вклад в спектр электронов отдачи от атома Cs из-за высокой энергии связи. На рис. 3 показаны расчетные сечения рассеяния электронов Cs для спектра антинейтрино трития для слабого и магнитного рассеяний как функции переданной энергии. Сечения рассчитывались с использованием ступенчатой функции (6).

### 6. СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ НА АТОМЕ I

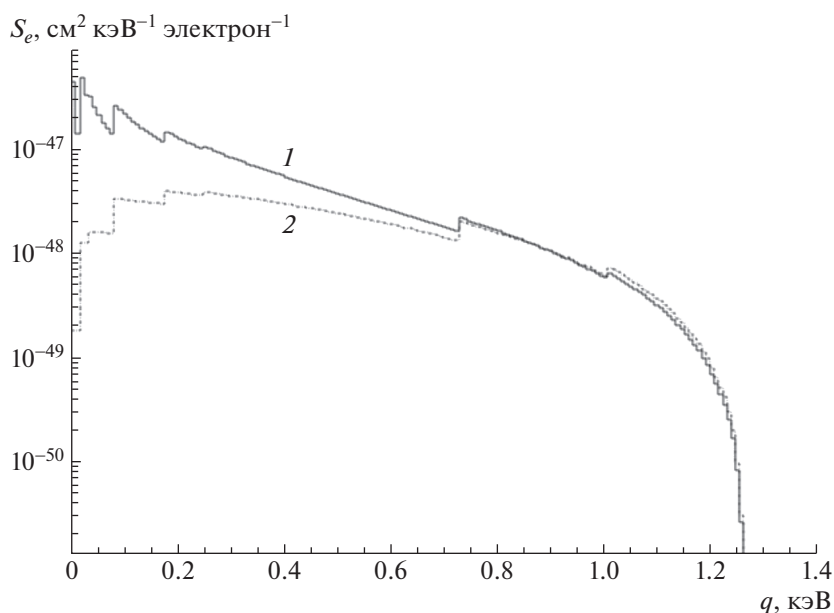
Атом иода (I) содержит 53 электрона на 11 оболочках, т.е. структура его оболочек очень похожа на атом Cs. Энергии связи электронов I приведены в табл. 2. Сечения магнитного и слабого рассеяний для электронов атома I были рассчитаны аналогичным образом, как для атома Cs. На рис. 4 показаны рассчитанные сечения. Также, как у атома Cs, в рассеянии не принимают участие первые две оболочки.

**Таблица 3.** Энергия связи электронов ( $\varepsilon_i$ ) на оболочках атомов Si в эВ

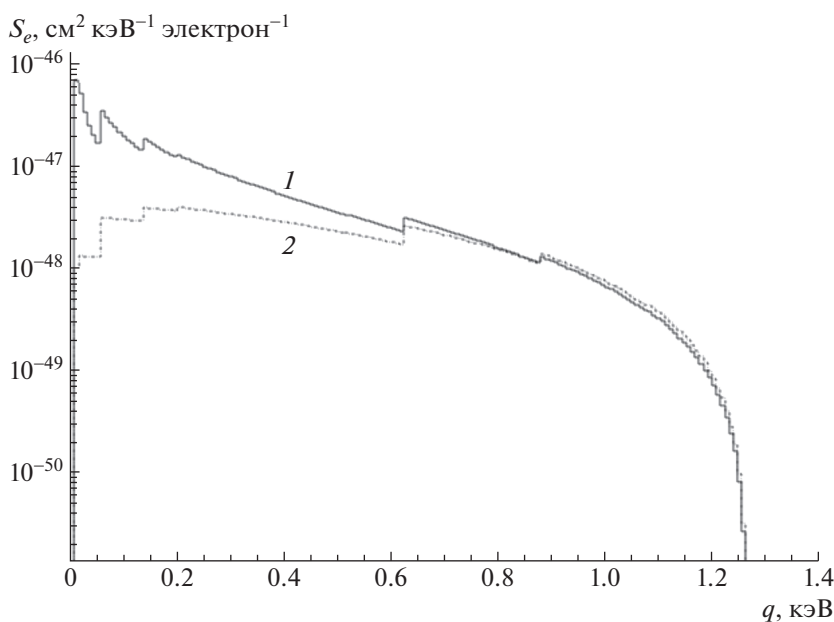
Оболочка	Si	
	$N_{\text{эл}}$	$\varepsilon_i$ , эВ
1s	2	1848
2s	2	161
2p	6	107
3s	2	12
3p	2	8

**Таблица 4.** Скорость счета событий для кристалла CsI 100 кг в диапазоне энергий ( $q_i$  — 1.26) кэВ за год измерения; магнитное рассеяние приведено для магнитного момента  $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$ 

Порог $q_i$ , эВ	Cs магнит.	Cs слабое	I магнит.	I слабое	Всего
1	76	25	80	25	206
10	74	25	74	25	198
50	60	25	62	25	172
100	50	23	48	23	144
200	33	19	32	19	103
500	11	9	11	10	40



**Рис. 3.** Сечения слабого и магнитного рассеяния на электроне с учетом связанности на оболочках атома Cs. 1 — магнитное, 2 — слабое. Магнитное сечение приведено для значения магнитного момента  $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$ .



**Рис. 4.** Сечения слабого и магнитного рассеяния на электроне с учетом связанности на оболочках атома I. 1 — магнитное, 2 — слабое. Магнитное сечение приведено для значения магнитного момента  $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$ .

## 7. СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ НА АТОМЕ Si

Приведем сечения слабого и магнитного рассеяния на электронах атома Si, который может быть использован для изготовления полупроводникового детектора. Атом Si содержит 14 электронов на пяти оболочках. Энергии связи электронов Si приведены в табл. 3. Рассчитаны сечения магнитного

и слабого рассеяний для электронов атома Si. У кремния только два электрона с первой оболочки не принимают участия в рассеянии. На рис. 5 показаны рассчитанные сечения.

Детектор на основе Si уже использовался в конце 80-х гг. прошлого века в эксперименте по поиску слабого рассеяния антинейтрино на электроне на Ровенской АЭС [12, 13].

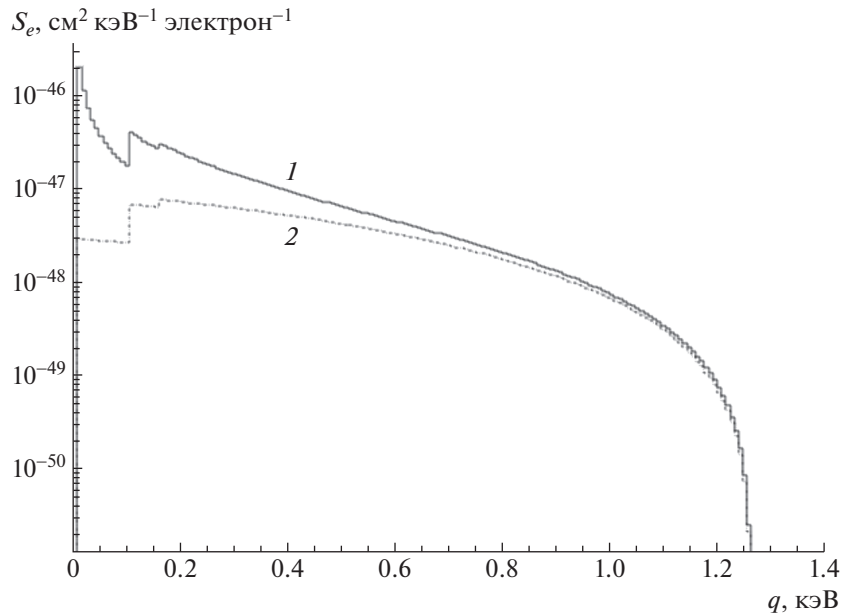


Рис. 5. Сечения слабого и магнитного рассеяния на электроне с учетом связанности на оболочках атома Si. 1 — магнитное, 2 — слабое. Магнитное сечение приведено для значения магнитного момента  $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$ .

## 8. ОЖИДАЕМЫЕ СКОРОСТИ СЧЕТА ДЛЯ ДЕТЕКТОРОВ ИЗ КРИСТАЛЛОВ CsI И Si

Рассмотрим ожидаемую скорость счета событий рассеяния антинейтрино в детекторах из CsI и Si от одного килограмма трития. Килограмм трития содержит  $2 \times 10^{26}$  атомов и производит  $3.6 \times 10^{17}$  антинейтрино в секунду. Предположим, наш детектор состоит из 10 кристаллов CsI диаметром 15 см и весом по 10 кг каждый. Они расположены на окружности диаметром 50 см, в центр которой помещен источник 1 кг трития. Тогда в центре каждого кристалла поток антинейтрино будет достигать  $2.7 \times 10^{13}$  антинейтрино/(см<sup>2</sup> с). Общая масса кристаллов составит 100 кг, а количество

электронов будет  $2.4 \times 10^{28}$ . Тогда можно ожидать примерно 200 и 50 событий в год от магнитного и слабого рассеяния во всем диапазоне энергий для магнитного момента нейтрино  $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$ , соответствующего лучшему пределу на сегодняшний день из [4]. Точные значения скоростей счета для 100 кг CsI в зависимости от порога приведены в табл. 4, а для 100 кг Si в табл. 5.

## 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели возможность регистрации магнитного и слабого рассеяния антинейтрино тритиевого источника детектором на основе CsI или Si. Использование тритиевого источника с мягким спектром позволяет вести поиск магнитного момента нейтрино.

Были рассчитаны сечения слабого и магнитного рассеяния на электроне с учетом связанности электрона на атомной оболочке Cs, I и Si. Для магнитного рассеяния использовалось минимальное значение магнитного момента нейтрино, следующее из экспериментального ограничения эксперимента GEMMA [4].

Для расчета сечений использовалось приближение ступенчатой функции, которое дает немного большее значение сечения, чем “точное”, используемое модель Хартри—Фока—Дирака. Приближение ступенчатой функции можно использовать как верхнюю границу оценки сечения.

Обращено внимание на возможные вариации формы спектра антинейтрино тритиевого источника, что может приводить к разным значениям скоростей счета.

Таблица 5. Скорость счета событий для 100 кг Si в диапазоне энергий ( $q_i = 1.26$ ) кэВ за год измерения; магнитное рассеяние приведено для магнитного момента  $5.0 \times 10^{-12} \mu_B$

Порог $q_i$ , эВ	Магнит.	Слабое	Всего
1	345	98	443
10	305	97	402
50	240	94	334
100	211	91	302
200	131	72	203
500	38	30	68

Получены ожидаемые значения скоростей счета в 100 кг CsI и Si за год измерения.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект 8 “Физика изотопов водорода”, направление 8.2 “Изучение упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомах и ядрах и электромагнитных характеристик нейтрино с использованием интенсивного тритиевого источника антинейтрино”).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Reines, H. S. Gurr, and H. W. Sobel, Phys. Rev. Lett. **37**, 315 (1976).
2. G. S. Vidyakin, V. N. Vyrodov, I. I. Gurevich, Yu. V. Kozlov, and V. P. Martemianov, JETP Lett. **55**, 206 (1992).
3. А. Г. Беда, В. Б. Бруданин, Е. В. Демидова, Ц. Вылов, М. Г. Гаврилов, В. Г. Егоров, А. С. Старостин, М. В. Ширченко, ЯФ **70**, 1925 (2007).
4. A. G. Beda, V. B. Brudanin, V. G. Egorov, D. V. Medvedev, V. S. Pogosov, M. V. Shirchenko, and A. S. Starostin, arXiv: 1005.2736.
5. H. T. Wong, H.-B. Li, and S.-T. Lin, Phys. Rev. Lett. **105**, 061801 (2010); hep-ph/1001.2074.
6. C. Arpesella *et al.* (Borexino Collab.), Phys. Rev. Lett. **101**, 091302 (2008).
7. P. A. Zyla *et al.* (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020) and 2021 update.
8. Л. А. Микаэлян, В. В. Синева, С. А. Фаянс, ЯФ **64**, 1551 (2001); S. A. Fayans, L. A. Mikaelyan, and V. V. Sinev, hep-ph/0004158.
9. В. И. Копейкин, Л. А. Микаэлян, В. В. Синева, ЯФ **66**, 736 (2003); V. I. Kopeikin, L. A. Mikaelyan, and V. V. Sinev, hep-ex/0307013.
10. S. V. Silaeva and V. V. Sinev, arXiv: 2101.12991 [hep-ph].
11. <https://www.dreebit-ibt.com/ionization-energy-database.html>
12. А. В. Дербин, Л. А. Попеко, А. В. Черный, Г. А. Шишкина, Письма в ЖЭТФ **43**, 164 (1986).
13. А. В. Дербин, А. В. Черный, Л. А. Попеко, В. Н. Муратова, Г. А. Шишкина, С. И. Бахланов, Письма в ЖЭТФ **57**, 755 (1993).

## ACCOUNT OF ELECTRON BINDING ON ATOMIC SHELL WHEN CALCULATING MAGNETIC AND WEAK NEUTRINO SCATTERING CROSS SECTIONS

D. N. Abdurashitov<sup>1)</sup>, A. P. Vlasenko<sup>1),2)</sup>, A. P. Ivashkin<sup>1)</sup>, S. V. Silaeva<sup>1)</sup>, V. V. Sinev<sup>1),2)</sup>

<sup>1)</sup>*Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2)</sup>*National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia*

Taking into account the electron shell binding in calculations of neutrino magnetic and weak scattering on an electron. The problem of recoil electron detection in neutrino scattering at low energies is considered. To search for neutrino magnetic momentum it is of interest to use the antineutrino spectrum from the tritium source ( $^3\text{H}$ ) with small boundary energy (18.6 keV). At small neutrino energies the electron binding energy in the atom becomes important. Cross sections are calculated for the electrons of the Cs, I, and Si atoms as possible targets for experiments with tritium source.