

СЗУ1.1е

Б-201

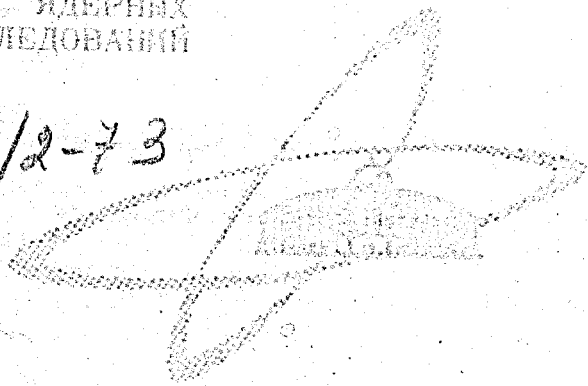
21,-73

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

46/2-73

P14 - 6701



А.Баланда, К.Круляс, А.З.Хрынкевич

ЭФФЕКТИВНОЕ ПОЛЕ НА ЯДРАХ Se  
В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ

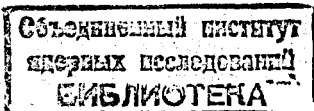
АССОЦИАЦИЯ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАТЕЛЕЙ

1972

P14 - 6701

А.Баланда, К.Круляс, А.З.Хрынкевич

ЭФФЕКТИВНОЕ ПОЛЕ НА ЯДРАХ Se  
В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ



Регулярное изменение величины эффективного поля на ядрах примесных атомов в Fe в зависимости от Z примеси для элементов V периода таблицы Менделеева было одной из первых найденных экспериментально закономерностей в измерениях внутренних магнитных полей /1/. Если происхождение полей на ядрах примесных атомов связано с их внешней электронной структурой, подобные зависимости должны наблюдаться и для элементов других периодов. Сравнение данных для IV, V и VI периодов подтвердило эту идею и позволило Балабанову и Делягину построить модель происхождения эффективных полей для элементов с заполняющимися электронными оболочками s, d и p /2/. Однако экспериментальные данные для IV и VI периодов существуют только для элементов в середине соответствующих периодов. Интересно сравнить предсказания модели Балабанова и Делягина с экспериментом для элементов с почти заполненной оболочкой p. Одним из таких элементов является Se с внешней оболочкой  $4s^2 4p^4$ , для которого модель Балабанова и Делягина предсказывает величины эффективных полей +289, +223, +79 кэ в железе, кобальте и никеле соответственно. Интересным также кажется исследование эффективного поля селена в зависимости от магнитного момента  $\mu$  атомов матрицы Fe, Co и Ni. Это дает возможность проверить правильность предположения Кэмпбелла о вкладах в эффективное поле пропорциональных  $\mu$  и  $\mu^2$  /3/. С другой стороны, величина эффективного поля на ядрах селена в железе  $H_{Se}(Fe)$  представляет интерес для ядерной физики. Муррей и др. /4/, а также Хистэнд и др. /5/ измеряли g-факторы четно-четных изотопов селена в первых возбужденных  $2^+$ -состояниях, используя эффективное поле  $H_{Se}(Fe)$ . Значение  $H_{Se}(Fe)$  они принимали равным  $+650 \pm 150$  кэ, опираясь на модель

происхождения магнитного поля от электронов проводимости, поскольку экспериментальных данных не существует. Эти авторы получили значения  $g$ -факторов примерно 0,4 для  $^{76,78,80,82}\text{Se}$ . Если модель Балабанова и Делягина правильно предсказывает  $H_{Se}(Fe)$ , то эксперименты /4/ и /5/ дают значение  $g$ -факторов  $\sim 0,9$ . Это был бы первый случай, когда значения  $g$ -факторов четно-четных изотопов в первых возбужденных  $2^{\pm}$ -состояниях так сильно отличаются от среднего значения  $\sim 0,35$ .

Измерения эффективного поля на ядрах селена мы провели методом возмущенных угловых корреляций гамма-квантов. Был использован гамма-каскад 752 - 248 кэв в распаде  $^{77}\text{Br} \rightarrow ^{77}\text{Se}$ , угловая корреляция которого равна  $W(\theta) = 1 - /0,320 \pm 0,023/ P_2(\cos\theta) + /0,027 \pm 0,031/ P_4(\cos\theta)^{8/}$ . Время полураспада источника  $^{77}\text{Br}$  57 часов, а время жизни промежуточного уровня 248 кэв  $^{77}\text{Se}$  9,3 нсек.  $g$ -фактор  $^{77}\text{Se}$  в возбужденном состоянии 248 кэв измерен Энгельсом /6/ и равен  $0,42 \pm 0,04$ .

### Эксперимент

Источник  $^{77}\text{Br}$  был получен в реакции  $^{71}\text{Ga}(^{11}\text{B}, 5n)^{77}\text{Kr} \rightarrow ^{77}\text{Br}$  на пучке циклотрона тяжелых ионов У-300. Мишень из  $\text{Ga}_2\text{O}_3$ , обогащенного до 99%  $^{71}\text{Ga}$ , толщиной 1,5 мг/см<sup>2</sup> бомбардировалась ионами  $^{11}\text{B}$  с энергией 73 Мэв. Однократное время облучения 6 часов, а среднее значение тока  $^{11}\text{B}$   $\sim 1,2$  мка. Всего изготовлено 8 источников.

Ядра  $^{77}\text{Kr}$  вбивались в кристаллическую решетку ферромагнетика в результате отдачи ядра - продукта реакции. Для этой цели во время облучения за мишенью была помещена фольга из никеля, кобальта или железа толщиной 3 мг/см<sup>2</sup>. В связи с тем, что проникающая способность ядер отдачи в никеле при максимальной энергии отдачи равна 2,4 мг/см<sup>2</sup>, толщина сборника позволяла задерживать все вылетающие из мишени ядра  $^{77}\text{Kr}$ . В мишени останавливалось только около 30% возникающей в ней активности. Так как ионы  $^{11}\text{B}$  реагировали с ядрами сборника, в нем возникали разные радиоактивные изотопы, из которых только долгоживущие имели влияние на дальнейший ход эксперимента. Итак, через двое суток после облучения относительные активности в никелевом сборнике были равны, соответственно,  $^{77}\text{Br} \sim 100$ ,  $^{67}\text{Ga} \sim 80$ ,  $^{76}\text{Br} \sim 20$ ,  $^{75}\text{Se} < 1$ ,  $^{57}\text{Co} < 1$ . Цикл односуточных измерений с каждым источником начинался спустя одни сутки, а заканчивался через 8-9 дней после облучения.

Ферромагнитная фольга, содержащая  $^{77}\text{Br}$ , во время измерений находилась в намагничивающем ее внешнем поле 1,2 кэ. На расстоянии 4 см от источника в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, были расположены два сцинтилляционных счетчика с кристаллами  $\text{NaI}(\text{Tl})$  1,5"х1,5". Использовалась стандартная схема быстро-медленных совпадений с время-амплитудным преобразователем. Дл энергии в первом канале 750 кэв, а во втором - 250 кэв собственное разрешающее время установки составляло  $2\tau_0 = 1,9$  нсек.

Временные спектры совпадений измерялись при угле  $135^\circ$  между сцинтилляционными счетчиками для двух направлений поляризуемого источника магнитного поля. Получались числа совпадений  $N_+$  и  $N_-$  в зависимости от времени задержки между двумя гамма-квантами для поляризуемого поля, направленного вверх и вниз, соответственно. Для  $N_+(t)$  и  $N_-(t)$  вычислена функция

$$R(t) = 2 \frac{N_+(t) - N_-(t)}{N_+(t) + N_-(t) - 2N_p}, \quad /1/$$

где  $N_p$  - число случайных совпадений.

Функция /1/ аппроксимировалась выражением

$$R(t) = 2b_2 \frac{\int_0^\infty e^{-x/\tau} P(t-x) \sin(2\omega x) dx}{\int_0^\infty e^{-x/\tau} P(t-x) dx}, \quad /2/$$

$P(t-x)$ - экспериментальная кривая быстрых совпадений, связанная с собственным разрешающим временем установки,  $b_2$  - коэффициент угловой корреляции гамма-каскада 752-248 кэв,  $\tau$  - среднее время жизни уровня 248 кэв.

На основании работы /7/  $\tau$  принималось равным 13,4 нсек. Варьировались параметры  $\omega$  и  $b_2$ .

На рис. 1 представлены суммированные результаты и подогнанная кривая  $R(t)$  для трех источников  $^{77}\text{Br}$  в  $\text{Ni}$ . В результате подгонки получили

$$b_2 = -0,16 \pm 0,05,$$

$$\omega = /0,347 \pm 0,007/10^9 \text{ сек}^{-1}$$

С учетом геометрических поправок  $b_2 = -0,22 \pm 0,08$ , что находится в согласии с измерениями Монаро /8/  $b_2 = -0,26 \pm 0,02$  для жидкого источника.

Экспериментальные данные были рассмотрены также другим методом. Взяв из работы Монаро  $b_2$  с учетом геометрических поправок нашего эксперимента, мы сделали вычисления  $\chi^2$  в зависимости от  $\omega$ . На рис. 2 представлены три кривых зависимости  $\chi^2(\omega)$  для трех серий измерений  $\omega$  для Ni. Подобные вычисления для измерений в случаях Co /3 серии/ и Fe /2 серии/ не принесли удовлетворительных результатов. Принималось, что из-за большой частоты прецессии наступает сильное аппаратное интегрирование, т.к. период прецессии сравним с собственным разрешающим временем установки. Для периода функции  $R(t)$  3,8 нсек при полученной статистике должен наблюдаться заметный минимум  $\chi^2(\omega)$ . Из-за его отсутствия принималось, что нижняя граница значения  $\omega$  в Co и Fe равна  $0,8 \cdot 10^9$  сек<sup>-1</sup>.

Используя значение  $\rho = 0,42 \pm 0,04$  /6/, эффективное поле на ядрах селена в никеле нашли равным

$$H_{Se}(Ni) = 172 \pm 17 \text{ кэ,}$$

а также нижние границы полей в кобальте и железе  $H_{Se}(Co) > 400$  кэ и  $H_{Se}(Fe) > 400$  кэ.

Знак эффективного поля на ядрах Se в Ni был определен на основе направления движения картины функции корреляций. Кроме того, для определения знака поля был проведен дополнительный эксперимент. Используя находящуюся в источнике активность  $^{67}\text{Ga}$ , мы исследовали возмущенную угловую корреляцию гамма-каскада 206-184 кэВ через уровень 184 кэВ  $^{67}\text{Zn}$ , как это описано в работе /9/. Направления прецессии магнитных моментов уровней 184 кэВ  $^{67}\text{Zn}$  и 248 кэВ  $^{77}\text{Se}$  противоположны. Так как знаки магнитных моментов этих уровней одинаковы /положительны/, то знаки эффективных полей цинка и селена должны быть противоположны. Поле, действующее в Ni, Co и Fe на ядра Zn, отрицательное /9/. В результате этого поле на ядрах Se - положительное.

Результат измерений эффективного поля  $H_{Se}(Ni) = +172$  кэ намного отличается от предсказаний модели Балабанова - Делягина  $H_{Se}(Ni) = 79$  кэ. Если экспериментально найденные значения  $H_{Se}(Ni, Fe)$  и  $H_{As}(Fe)$  /10/ незначительно больше, чем предсказания модели, большая разница в случае Se указывает на то, что модель перестает работать для примесных элементов с почти заполненной 4p-электронной оболочкой. Это свидетельствует о том, что на происхождение эффективного поля селена влияют больше электроны проводимости, чем внутренние электроны примеси. При отсутствии

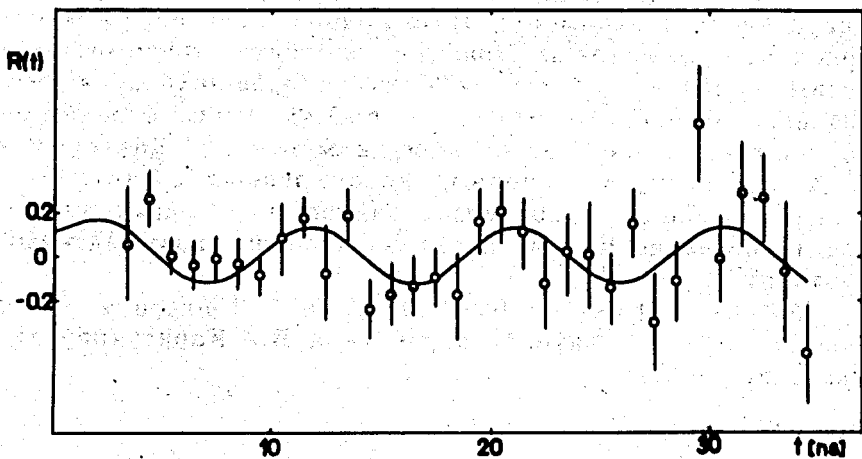


Рис. 1. Зависимость  $R$  от времени задержки  $t$  [нсек] для измерений  $H_{Se}(Ni)$ . Сплошная кривая представляет лучшую подгонку теоретической функции к экспериментальным точкам.

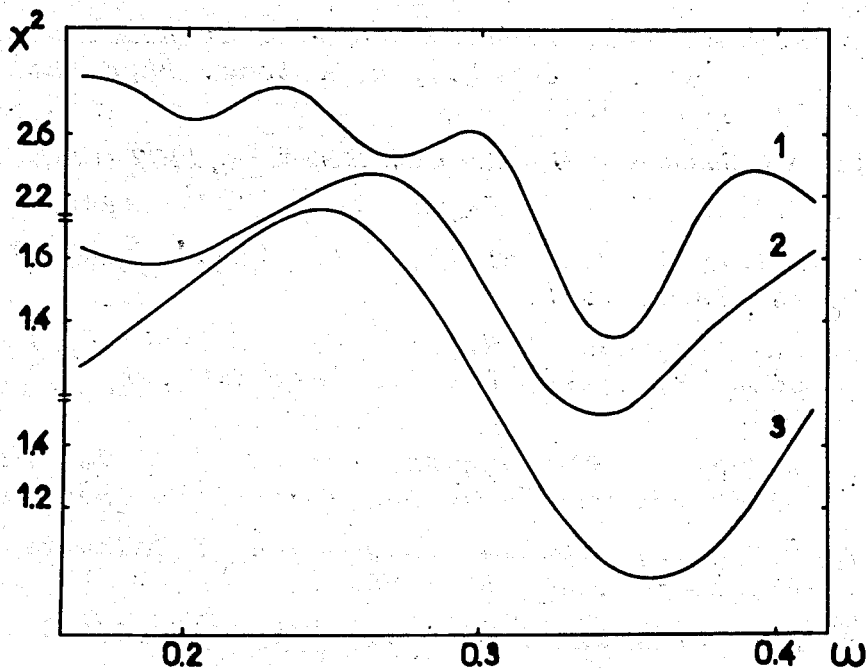


Рис. 2. Зависимости параметра подгонки  $\chi^2$  от  $\omega$  теоретической функции  $R$  для трех серий измерений  $H_{Se}(Ni)$ .

удовлетворительных результатов измерений  $H_{Se}(Co, Fe)$  невозможно определить зависимость эффективного поля Se от магнитного момента атомов матрицы. Принимая линейную зависимость  $H_{Se}(\mu)$ , получим значение  $H_{Se}(Fe) = 630$  кэ, которое находится в хорошем согласии с оценкой Муррея /4/ - 650 кэ. Таким образом, получилось подтверждение результатов измерений g-факторов четно-четных изотопов Se в первых возбужденных состояниях и эти значения остаются в пределах, найденных Голдрингом /11/, для g-факторов четно-четных изотопов в первых возбужденных  $2^+$  - состояниях.

Авторы выражают благодарность Г.Н.Флерову за постоянную поддержку и интерес к работе и В.А.Карнаухову за ценное обсуждение работы.

### Литература

1. R. B. Frankel, J. Huntzicker, E. Matthias, S. S. Rosenblum, D. A. Shirley, N. J. Stone. *Phys. Lett.*, 15, 163 (1965).
2. А.Е.Балабанов, Н.Н.Делягин. *ЖЭТФ*, 54, 1402 /1968/.
3. I. A. Campbell. *J. Phys. C.*, 2, 1338 (1969).
4. J. Murray, T. A. McMath, J. A. Cameron. *Can. J. Phys.*, 45, 1821 (1967).
5. G. M. Heestand, R. R. Borchers, B. Herskind, L. Grodzins, R. Kalish, D. E. Murnick. *Nucl. Phys.*, A133, 310 (1969).
6. W. Engels. *Forschungsbericht K 67-63 des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung*.
7. W. Engels, W. Delang, U. Wehmann, E. Bodenstedt. *Phys. Lett.*, 11, 57 (1964).
8. S. Monaco. *Nuovo Cimento*, 30, 1379 (1963).
9. А.Баланда, К.Круляс, Я.Стычень, А.З.Хрынкевич. *Препринт ОИЯИ, Р14-6105, Дубна, 1971.*



10. M. Kontani, J. Itoh. *J. Phys. Soc. Japan*, 22, 345 (1967). J. Morgenstern, J. W. Schmidt, G. Flugge, H. Schmidt. *Phys. Lett.*, 27B, 370 (1968).
11. G. Goldring. *Proceedings Intern. Conf. on Properties of Nuclear States*, p. 205, Montreal, 1969.

**Рукопись поступила в издательский отдел  
11 сентября 1972 года.**