прямой связи между числом компонент и мощностью накачки или энергией ВКР.

Сравнение экспериментальных результатов с теорией затруднено вследствие нестационарности ВРМБ и возбуждения второй стоксовой компоненты (λ =1,17 мкм), которое должно было происходить при достигавшейся мощности первой стоксовой компоненты (коэффициент потерь на проход в резонаторе для второй стоксовой компоненты составлял ~2). Именно эти факторы обусловливают, по-видимому, пичковый характер излучения первой стоксовой компоненты. Возбуждение второй стоксовой компоненты, кроме того, должно ограничивать число компонент ВРМБ, наблюдающихся в линии первой стоксовой компоненты ВКР. Возбуждение продольных мод резонатора через одну свидетельствует, возможно, о влиянии параметрического взаимодействия компонент ВРМБ.

При d=34 см энергия ВКР W при тех же значениях P_L^0 была приблизительно в 3 раза больше, чем при d=27 см. Глубина модуляции импульсов значительно уменьшалась. Спектральные компоненты на интерферограммах были сильно размыты, их число составляло 4— 6. Интервалы между компонентами в среднем были $\sim \Omega$. В заключение отметим, что хотя эксперимент и показал значительное снижение энергии импульса первой стоксовой компоненты ВКР в условиях возбуждения многих компонент ВРМБ, однако для детального изучения этого эффекта необходимо предотвратить возбуждение второй стоксовой компоненты путем внесения в резонатор селективных потерь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Грасюк А. З. Квант. электроника, 1974, 1, с. 485. [2] Ахманов С. А. Изв. вузов. Раднофизика, 1974, 17, с. 541.

Поступила в редакцию 16.05.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. З. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, т. 26, № 1

УДК 539.163.3

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ РЕАКЦИИ (*n*, γ) НА СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ¹⁸ (Та в УFe₂)

М. Д. Бондарьков, М. Будзынски (Польша), А. А. Сорокин, Л. Г. Шпинькова (НИИЯФ)

В работах [1, 2] было продемонстрировано влияние радиационных дефектов, возникающих после реакции (n, γ) , на сверхтонкие взаимодействия ядер ¹⁸¹Та в ZrFe₂: магнитное сверхтонкое поле для этих ядер в дефектных положениях оказалось примерно на порядок больше по абсолютной величине, чем поле в регулярных узлах подрешетки циркония $(H_{per}(Ta, ZrFe_2) = -6,5 T [1])$. Эти дефекты устранялись отжигом при 950°С в течение нескольких десятков часов. В работе [3] методом ориентирования ядер было показано, что дефекты, образовавшиеся в ZrFe₂ при активации в этом соединении ядер ⁸⁹Zr в реакции (γ , n), приводили к уменьшению среднего сверхтонкого поля на ядрах ⁸⁹Y примерно на 20% по сравнению с образцом, подвергшимся отжигу после облучения $(H_{per}(\Upsilon, ZrFe_2) = 11,8 T)$.

В настоящей работе приведены результаты экспериментов по определению влияния радиационных дефектов реакции (n, γ) на сверх-тонкое магнитное поле для ¹⁸¹Та в YFe₂. Метод исследования был ана-

логичен примененному в [2]. Образец сплава (Y_{0,97}Hf_{0,03}) Fe₂ был облучен в реакторе для активации ¹⁸¹Hf. С источником, отжигавшимся и не отжигавшимся после облучения, измерялся интегральный поворог угловой корреляции үү-каскада 346—136 кэВ в ¹⁸¹Та за счет сверхтонкого магнитного поля. Гамма-кванты 136 кэВ регистрировались детектором из сверхчистого Ge, что позволяло полностью разделить ли-



Спектры дифференциальной анизотропии для образца (Y_{0,97}Hi_{0,03}) Fe₂ неотожженного (*a*) и отожженного (*б*) после облучения. Сплошными линиями показаны результаты подгонки методом наименьщих квадратов

нии переходов 133 и 136 кэВ, а гамма-кванты 346 кэВ регистрировались сцинтилляционным спектрометром с кристаллом NaI(Tl). Источники в виде крупинок сплава зажимались между коническими наконечниками небольшого С-образного магнита. Процедура измерений и обработки спектров совпадений, измеренных при двух противоположных направлениях поля перпендикулярно плоскости корреляции, описана в работе [2].

Согласно [4] сверхтонкое поле на ядрах ¹⁸¹Та, находящихся в узлах подрешетки иттрия, равно $H_{per}(Ta, YFe_2) = -14.4$ *Т.* При величине *g*-фактора уровня 136 кэВ *g* \approx 0,57, согласно [2], ожидаемая величина асимметрии

$$R \approx 2(N \uparrow (\theta) - N \downarrow (\theta)) / (N \uparrow (\theta) + N \downarrow (\theta)) \approx 0.010,$$

где $N \uparrow$ и $N \downarrow$ — скорости счета совпадений с источником, намагниченным соответственно вверх и вниз по отношению к плоскости корреляции ($\theta = 135^{\circ}$). В измерении с отожженным образцом было получено $R = 0.013 \pm 0.006$, что согласуется с данной оценкой. Измерение с неотожженным образцом дало величину R, не сильно отличающуюся от приведенной по абсолютной величине, но противоположного знака:

 $R = -0.017 \pm 0.005$. Это означает, что магнитное поле на ядрах Та, усредненное по регулярным и дефектным положениям, составляет $\langle H(\text{Ta}, \text{YFe}_2) \rangle = +24 T$.

Доли ядер ¹⁸¹Та, находящихся в положениях замещения в У-подрешетке и в дефектных положениях, были определены из сравнения спектров дифференциальных возмущенных угловых корреляций для каскада 133—482 кэВ, измеренных с отожженным и неотожженным образцами. Эти спектры показаны на рисунке. В обоих случаях видна модуляция на частоте, соответствующей сверхтонкому магнитному полю на ядрах ¹⁸¹Та $H_{cr} = 14,4(5)$ T в согласии в [4], однако амилитуда модуляции для неотожженного источника примерно вдвое мельше, чем для отожженного. Напомним, что такие же соотношения амплитуд для отожженного и не отожженного после облучения образцов наблюдались в работе [1] для ZrFe2. Оценка, проведенная таким же способом, как в работах [1, 4], показывает, что в неотожженном образце только около 50% активированных атомов ¹⁸¹Нf остается в узлах У-подрешетки. Поскольку в спектре (см. рисунок) не было обнаружено других частот прецессии, кроме указанной выше, то можно предположить, что среднее магнитное поле на ядрах ¹⁸¹Та в дефектных положениях, возникающих в результате отдачи атомов Hf после реакции (n, γ) , настолько велико, что при временном разрешении $2\tau_0 =$ =3,0 нс картина прецессии не разрешается и наблюдается быстрое ослабление корреляции до «жесткого остова».

Используя приведенные выше значения $H_{per}(Ta, YFe_2)$ и $\langle H(Ta, YFe_2) \rangle$ и оценки долей ядер в регулярных и дефектных положениях, получаем значение среднего магнитного сверхтонкого поля для ядер ¹⁸¹Ta в дефектных положениях $H_{ge\phi}(Ta, YFe_2) \cong +62 T$, т. е., как и в случае ZrFe₂ [1, 2], оно значительно превосходит поле для регулярных положений. Следует подчеркнуть, что в настоящей работе непосредственно ноказано, что магнитные поля для ¹⁸¹Ta в регулярных и дефектных положениях решетки YFe₂ имеют противоположные знаки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Akselrod Z. Z. et al. Hyperfine Interact., 1983, 14, р. 7. [2] Akselrod Z. Z. et al. Ibid., 1981, 11, р. 233. [3] Ерзинкян А. А. и др. ҖЭТФ, 1983, 84, c. 1119. [4] Akselrod Z. Z. et al. Phys. Stat. Sol. (b), 1983, 119, р. 667.

Поступила в редакцию 28.05.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985. т. 26. № 1

УДК 535.33/34:621.373.8

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕРЕЛАКСИРОВАННОГО ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ ЦЕНТРОВ СВЕЧЕНИЯ С БОЛЬШИМИ СТОКСОВЫМИ ПОТЕРЯМИ МЕТОДАМИ ПИКОСЕКУНДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В. Н. Саломатов, С. Н. Мысовский

(Иркутский государственный университет им. А. А. Жданова)

Центры свечения с большими стоксовыми потерями в ионных кристаллах (такие, например, как примесные центры, образованные ртутеподобными и благородными ионами, центры окраски) являются