

ОБ ОДНОЙ ОСОБЕННОСТИ ЯДЕРНЫХ МОНОХРОМАТОРОВ СКОльзяЩЕГО ПАДЕНИЯ ДЛЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М.А.Андреева

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 августа 1998 г.

Теоретически показано, что эффект оптимальной резонансной монохроматизации синхротронного излучения (СИ) получается не при максимально возможной (~ 100%), а при малой (естественной для железа) обогащенности мессбауэровским изотопом антиотражающих зеркал скользящего падения. Такая возможность следует из уникальной чувствительности условий интерферометрического подавления электронного отражения в области углов полного внешнего отражения к слабым вариациям плотности пленки или подложки.

PACS: 75.25.+z, 76.80.+y

Уникальная яркость синхротронного излучения (СИ), а также целый ряд других его важных свойств, таких как остронаправленность, практически полная линейная поляризация, малый размер пучка, импульсная структура, делают его использование для целей мессбауэровской оптики и спектроскопии чрезвычайно заманчивым. Однако, несмотря на значительный прогресс, достигнутый в последние годы в этом направлении в основном за счет использования временной фильтрации ядерно-резонансного отклика, выделение экстремально узкой мессбауэровской спектральной компоненты в рентгеновском диапазоне длин волн (от $1.1 \cdot 10^{-7}$ для ^{169}Tm с энергией перехода 8.4 кэВ до $6.7 \cdot 10^{-11}$ эВ для ^{181}Ta с энергией перехода 6.2 кэВ; ширина безотдачной 14.4 кэВ линии у ^{57}Fe составляет $4.7 \cdot 10^{-9}$ эВ; изотопы ^{87}Zn и ^{107}Ag с рекордно малыми ширинами резонансов имеют слишком большую энергию мессбауэровского перехода и пока не рассматриваются) из практически белого спектра СИ представляет серьезную проблему. Отметим, что предельные значения энергетических ширин, выделяемых с помощью рентгеновских кристалл-монохроматоров сверхвысокого разрешения, составляют на данный момент $\sim 10^{-3}$ эВ [1].

Существуют две идеи выделения ядерно-резонансной компоненты из белого спектра СИ: 1) использование чисто ядерных максимумов брэгговского отражения от кристаллов, обогащенных мессбауэровским изотопом [2–6], и 2) использование антиотражающих пленок скользящего падения (Grazing-Incidence AntiReflection – GIAR-films) [7]. Первая идея прошла все этапы тщательного изучения и недавно была блестяще реализована [8]. Вторая идея, несмотря на все сложности в ее претворении, имеет существенные преимущества. Во-первых, получение монокристаллов, обогащенных мессбауэровским изотопом, представляет собой непростую задачу, и они могут быть выращены не из всех мессбауэровских изотопов. К настоящему времени исследованы монокристаллы $\alpha\text{-}^{57}\text{Fe}_2\text{O}_3$, $^{57}\text{FeBO}_3$, $^{57}\text{Fe}_3\text{BO}_6$, YIG (с ^{57}Fe) и это, по-видимому, весь возможный список. Во-вторых, чисто ядерные максимумы брэгговского отражения по своей природе обусловлены наличием сверхтонкого расщепления ядерных уровней, что усложняет спектр и поляризационные свойства

отфильтрованного излучения. Специальные условия созданы в работе [8] для получения одиночной линии отражения: монокристалл $^{57}\text{FeVO}_3$ был нагрет до температуры Нееля ($75,35^\circ\text{C}$) и помещен в магнитное поле 10 мТл, при этом линии магнитной сверхтонкой структуры практически "схлопнулись", но квадрупольный дублет остался, и одна из его линий дала чисто ядерное отражение (333). Таким образом, полученный в [8] результат, явился почти чудом экспериментальной техники.

Для пучков СИ, имеющих микронные размеры, оптика скользящего падения очень удобна, она практически не имеет ограничений в выборе компонент и толщин пленок, соответственно параметры сверхтонких взаимодействий в них могут варьироваться в широких пределах (без такого, как в [8], жесткого температурного ограничения). Однако практические результаты, полученные в этом направлении для изотопов ^{119}Sn и ^{57}Fe , пока не очень убедительны [9–12]. Достигнут эффект подавления электронного отражения не более двух порядков (для сравнения, эффект подавления, достигнутый в работе [8] на монокристалле $^{57}\text{FeVO}_3$, составляет 10^{-10}), кроме того, спектр ядерного отражения существенно уширен (до 100 естественных ширин резонанса) и имеет достаточно сложную форму с провалом вблизи точного резонанса. Часть проблем связана с несовершенством технологии изготовления ультратонких пленок (проблемы однородности плотности пленок, минимизации шероховатости поверхностей, получение заданных толщин с точностью до 0,1 нм и т.д.). Однако, как показано в данной работе, исходная установка на работу с обогащенными пленками по аналогии с обогащенными кристаллами совершенно не оправдана.

Идея антиотражающих пленок скользящего падения, представленная в работе [7], хорошо известна в оптике и основана на использовании многолучевой интерференции в ультратонких пленках. Если при определенном угле скольжения θ амплитуда волны, однократно отраженной от поверхности пленки, равна по амплитуде и противоположна по фазе амплитуде выходящей суммарной волны, образовавшейся в результате многократного переотражения в пленке, то полный коэффициент отражения от такой пленки оказывается равным нулю. Для получения полного подавления отражения должны быть выполнены жесткие условия на толщину d и плотности пленки и подложки. Существенно, что при заданных плотностях и фотопоглощении в пленке и подложке толщины, при которых эффект антиотражения возможен при каком-либо угле θ , представляют собой дискретный ряд значений. Это следует из необходимости выполнения сразу двух условий: амплитудного и фазового синхронизма. Для определения требуемых параметров антиотражающей пленки в работе [13] был введен красивый графический метод. Анализу возможных материалов для пленок и подложки, исследованию более сложных многослойных систем, а также вопросу устойчивости решения при слабых неоднородностях толщины пленки, наличии шероховатостей границ, расходимости падающего пучка излучения для двух разных типов решений IM (impedance-matched) и DS (damping stabilized) был посвящен ряд работ [9, 11, 13–15]. Вопрос же влияния концентрации резонансного изотопа в пленке для получения оптимального эффекта резонансной монохроматизации падающего излучения до сих пор не анализировался. Предполагалось, что чем больше резонансного изотопа, тем лучше будет отражать пленка в резонансной области частот.

На рис.1 представлены в логарифмическом масштабе спектры отражения в интерференционных минимумах антиотражения типа DS слева для резонансной пленки $^{57}\text{Fe}/\text{Ta}$ и типа IM справа для случая Zr пленки на резонансной ^{57}Fe подлож-

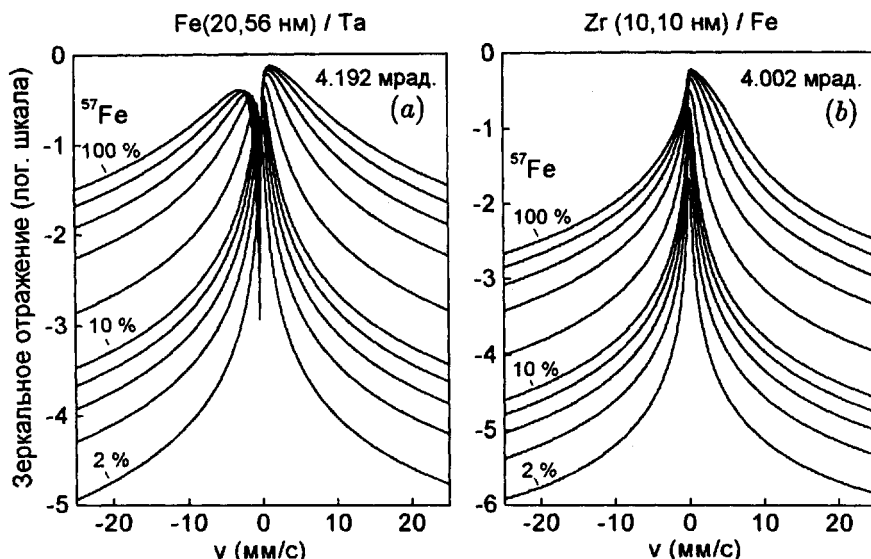


Рис.1. Теоретические резонансные спектры отражения (в логарифмическом масштабе) для случая резонансной ^{57}Fe пленки на Ta подложке (а) и Zr пленки на ^{57}Fe подложке (б). Расчеты проведены для различной обогащенности пленки или подложки резонансным изотопом $Q = 100, 80, 60, 40, 20, 10, 8, 6, 4$ и 2%. Слева угол скольжения $\theta = 4.192$ мрад соответствует минимуму отражения типа DS, расчетная толщина "антиотражательной" ^{57}Fe пленки = 20.56 нм. Справа угол скольжения $\theta = 4.002$ мрад соответствует минимуму отражения типа IM, расчетная толщина "антиотражательной" Zr пленки = 10.10 нм

ке. Расчеты проводились по известной формуле отражения от пленки (см., например, [7]). Расчетные параметры ($\lambda = 0.086$ нм): восприимчивость Zr пленки $\chi_f = (-10.82 + 0.4i) \cdot 10^{-6}$, восприимчивость Ta подложки $\chi_s = (-26.5 + 3.42i) \cdot 10^{-6}$, восприимчивость ^{57}Fe пленки или подложки принята $\chi = (-14.5 + 0.7i) \cdot 10^{-6}$, резонансная добавка к ней взята в виде

$$\chi_{res} = Q \frac{-9.0 \text{ мм/с}}{v - v_{res} + i\Gamma/2} \cdot 10^{-6};$$

$v - v_{res}$ - доплеровское смещение энергии относительно резонанса. Сверхтонкое расщепление для простоты не вводится, но ширина резонанса для правдоподобия предполагается в 3 раза больше естественной ширины: $\Gamma = 0.3$ мм/с. Из графиков видно, что с уменьшением обогащенности почти на два порядка интенсивность в максимуме резонансной линии уменьшается незначительно, в то время как интенсивность "хвостов" резонансных линий спадает на 3-4 порядка, так что эффект монохроматизации существенно усиливается. На рис.2 часть спектров из рис.1 нормирована и представлена в обычном масштабе для сравнения формы резонансных линий отраженного излучения. Этот рисунок даже не требует комментариев. При уменьшении обогащенности резонансная линия отражения становится практически не уширенной. Очевидно, что расчетная и наблюдаемая в работах [9-12, 14] экзотическая форма резонансной линии в минимумах антиотражения является следствием "пересыщенности" пленки резонансным изотопом.

Отметим, для справедливости, что для решений типа IM отмеченный эффект менее выражен, и линии отражения в целом более узкие.

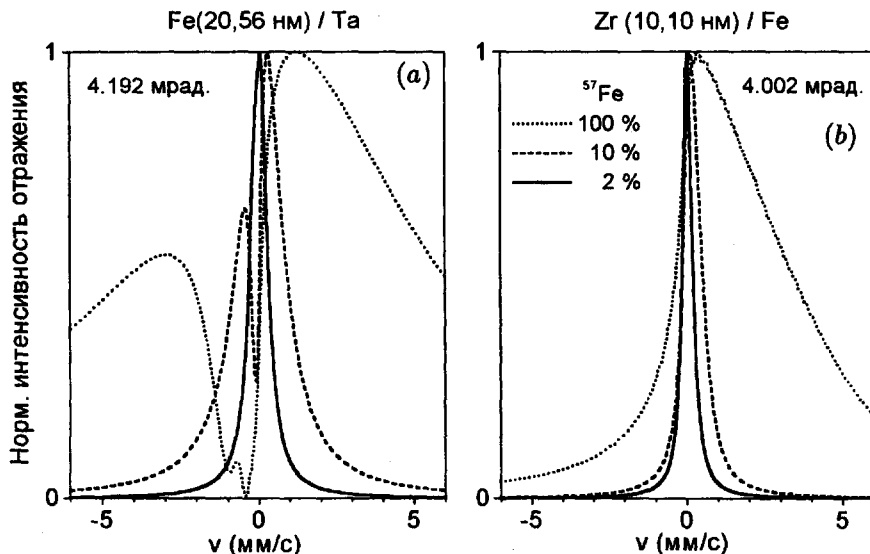


Рис.2. Нормированные интенсивности тех же самых резонансных линий, что и на рис.1, в обычном масштабе. Масштаб по оси x существенно увеличен по сравнению с рис.1. Обозначения линий, приведенные на графике b относятся также и к графику a

Рассчитанные закономерности легко объяснимы. В случае чисто ядерных максимумов брэгговского рассеяния сигнал ядерного отражения формируется на нулевом фоне, и чем больше в образце резонансных ядер, тем больше будет интенсивность отражения. В условиях полного внешнего отражения (ближе всего к этим условиям максимумы DS типа) подавление электронного отражения является интерферометрическим эффектом, чрезвычайно чувствительным к малейшим вариациям толщины и плотности пленки (именно это обстоятельство создает значительные технологические трудности при изготовлении таких антиотражающих покрытий). Для нарушения условий интерферометрического погашения в области резонансных частот и восстановления эффекта почти полного внешнего отражения ("заращивания" интерференционного минимума на кривой отражения) не требуется большого количества изотопов. Так что наблюдаемый резонансный максимум в спектре отражения формируется в результате не только рассеяния на ядрах, но и за счет взаимодействия со всей электронной подсистемой пленки. Можно считать, что это одно из проявлений коллективного характера взаимодействия излучения с пленкой в условиях полного внешнего отражения (другими яркими проявлениями коллективного характера взаимодействия являются эффект ускорения распада ядерного состояния (speed-up effect) в условиях полного внешнего отражения [16, 17], появление интерференционного максимума вблизи критического угла для интегральной задержанной интенсивности отражения [16–19], возникновение резонансной зависимости для выхода вторичных фотоэлектронов [20, 21] и др.).

Таким образом, новым результатом проведенного анализа особенностей ядерной монохроматизации ультратонкими пленками в условиях скользящего падения излучения является установленная возможность эффективной монохроматизации слабо-

обогащенными резонансными пленками. С учетом огромной стоимости резонансных изотопов этот результат очень полезен.

Выражаю благодарность д-ру В.Г.Семенову за стимулирующие дискуссии.

Работа проводилась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 97-02-17686).

-
1. A.I.Chumakov, J.Metge, A.Q.R.Baron et al., Nucl. Instr. and Meth in Phys. Res. **A383**, 642 (1996).
 2. Г.В.Смирнов, В.В.Скляревский, Р.А.Восканян, А.Н.Артемьев, Письма в ЖЭТФ **9**, 123 (1969).
 3. В.А.Беляков, Ю.М.Айвазян, Письма в ЖЭТФ **7**, 477 (1968).
 4. М.А.Андреева, Р.Н.Кузьмин, Кристаллография **14**, 708 (1969); ДАН СССР **185**, 1282 (1969).
 5. А.И.Чечин, Н.В.Андропова, М.В.Зелепухин и др., Письма в ЖЭТФ **37**, 531 (1983).
 6. E.Gerdau, R.Rüffer, H.Winkler et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 835 (1985).
 7. J.P.Hannon, G.T.Trammell, M.Mueller et al., Phys. Rev. Lett. **43**, 636 (1979).
 8. G.V.Smirnov, U. van Bürck, A.I.Chumakov et al., Phys. Rev. **B55**, 5811 (1997).
 9. H.Homma, H.Kentjana, E.E.Alp et al., J. Appl. Phys. **72**, 5668 (1992).
 10. E.E.Alp, E.E.Mooney, T.M.Toellner et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 3351 (1993).
 11. R.Röhlsberger, E.Gerdau, M.Harsdorff et al., Europhys. Lett. **18**, 561 (1992).
 12. R.Röhlsberger, E.Gerdau, E.Lüken et al., Z. Phys. **B92**, 489 (1993).
 13. J.P.Hannon, N.V.Hung, G.T.Trammell et al., Phys. Rev. **B32**, 5068; 5081 (1985).
 14. J.P.Hannon, G.T.Trammell, M.Mueller et al., Phys. Rev. **B32**, 6363; 6374 (1985).
 15. E.Gerdau, M.Grote, and R.Röhlsberger, Hyperfine Interactions **58**, 2433 (1990).
 16. A.M.Andreeva, Phys. Lett. **A210**, 359 (1996).
 17. М.А.Андреева, С.М.Иркаев, К.А.Прохоров и др., Поверхность, в печати.
 18. A.Q.R.Baron, J.Arthur, S.L.Ruby et al., Phys. Rev. **B50**, 10354 (1994).
 19. T.S.Toellner, W.Sturhahn, R.Röhlsberger et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3475 (1995).
 20. М.А.Андреева, С.М.Иркаев, С.М.Семенов, ЖЭТФ **105**, 1767 (1994).
 21. М.А.Андреева, S.M.Irkaev, and V.G.Semenov, Hyp. Interact. **97/98**, 605 (1996).