вие гравитационной волны; остальные коэффициенты описывают фононные возмущения, индуцированные исключительно гравитационной волной.

Поскольку $\rho_0 < \rho < \infty$, $\rho_0 > 0$ для всех решений, то наша фононная модель несингулярна. В области $\rho \to \rho_0$, $|f^z|$, $|f^+|$, $|f^-| \to |f^z|_{max}$, $|f^+_{max}|$, $|f^-|_{max}$ фононное поле, индуцированное гравитационной волной, характеризуется максимальной константой связи.

Выше мы рассматривали неограниченную среду. Для прикладных целей интересно обратиться к ограниченному объему цилиндрической формы: $0 \leqslant z \leqslant l$, $0 \leqslant \rho \leqslant R$ (или $R_1 \leqslant \rho \leqslant R_2$) (модель гравитационного детектора). Однородный цилиндр уже был рассчитан в работе [6]. Наши расчеты позволяют перейти к анализу той же задачи с учетом неоднородностей такого гравитационного детектора, в частности связанных с возможным наличием спиральных дислокаций и дисклинаций.

Автор выражает благодарность Д. В. Гальцову и В. Н. Руденко за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Серебряный Е. М.//ТМФ. 1990. **83**, № 3. С. 428. [2] Серебряный Е. М.//ТМФ. 1991. **86**, № 1. С. 81. [3] Dyson F. J.//Astrophys. J. 1969. **156**. P. 529. [4] Esposito F. P.//Ibid. 1970. **165—170**. P. 165. [5] Misner C. W., Thorne K. S., Wheeler J. A. Gravitation. San Francisco, 1973. [6] Paik H. J., Wagoner R. U.//Phys. Rev. 1976. **D13**. P. 2694.

Поступила в редакцию
15.04.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 3

УДК 548.732

ТОНКАЯ СТРУКТУРА РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЧКОВ НА ВЫХОДЕ ЛЕНТООБРАЗНОГО ВОЛНОВОДА

В. А. Бушуев, М. Н. Оруджалиев
(кафедра физики твердого тела)

В рамках волнового подхода и приближения геометрической оптики исследованы особенности формирования тонкой структуры рентгеновских пучков на выходе лентообразного волновода. Показано удовлетворительное согласие с известными экспериментальными результатами Мингазина и др.

Целый ряд прикладных задач требует создания рентгеновских волноводов, основанных на явлении многократного полного внешнего отражения (ПВО) и позволяющих осуществлять коллимацию и транспортировку жесткого рентгеновского излучения с длиной волны $\lambda \sim 1$ Å [1].

В работах [2, 3] предложен метод получения узких малорасходящихся рентгеновских пучков с помощью бесщелевого коллиматора (БК), состоящего из двух пластин, прижатых друг к другу полированными поверхностями. Такой коллиматор представляет собой частный случай лентообразного волновода (ЛВ) с эффективной шириной канала $2d \sim 0{,}2$—1 мкм, определяемой при контактировании реальных поверхностей величиной макро- и микронеровностей. В работе [4] показана возможность распространения ограниченного числа ($n \sim 1$—5) локализованных волноводных мод рентгеновского излучения в тонкопленочных структурах, состоящих из чередующихся слоев «легкого» и «тяжелого» материалов толщиной 10—40 нм (см. также [5]). Возбуждение волноводных мод экспериментально реализовано в рентгеноводе на основе тонких слоев тантала и алюминия [6]. Такие слоистые структуры могут использоваться для построения источников коллимированного рентгеновского излучения с фокусом микронных размеров [7, 8].

С помощью фотометодики обнаружено [2, 3], что на выходе БК рентгеновские пучки обладают тонкой полосчатой структурой, зависящей от взаимного расположения оси коллиматора и фокуса рентгеновской трубки. Если фокус перпендикулярен отражающим плоскостям и симметричен относительно оси БК, то изображение на фотопленке имеет вид однородного симметричного штриха. С увеличением угла ψ_0 между осью БК и центром фокуса помимо центрального штриха слева и справа от него появляется система равноудаленных полос равной ширины. При углах ψ_0 бо́льших некоторого критического центральный штрих пропадает, а выходящий пучок расщепляется на два, каждый из которых имеет полосчатую структуру с угловым расстоянием между полосами порядка 10 угл. с. Во многом аналогичная структура с максимумами и минимумами интенсивности обнаружена также при коллимировании мягкого рентгеновского излучения лазерной плазмы ($\lambda\sim\sim 8$—25 Å, $d=100$ мкм) [9] и K_α-линии кремния ($\lambda=7{,}13$ Å, $d=3$ мкм) [7].

Образование тонкой структуры пучков объяснено в [3] тем, что при изменении угла скольжения каких-либо лучей из расходящегося пучка излучения от фокуса трубки последнее отражение луча перед выходом из БК происходит то от одной, то от другой поверхности. Данное объяснение является в целом справедливым, однако в [3] допущен ряд неточностей, что не позволяет считать соответствующие результаты вполне исчерпывающими. Так, рассуждения о размерах участка фокусного пятна на аноде трубки, с которого испускается пучок, не совсем корректны, поскольку все точки фокуса испускают сферические волны, попадающие на входной торец БК. На рассчитанных в [3] угловых профилях пучков интенсивность в минимумах обращается в точности в нуль, что находится в противоречии с проведенными там же и в [7, 9] измерениями, а также с простым анализом влияния угловой расходимости падающего пучка на распределение интенсивности на выходе рентгеновода.

В настоящей работе рассмотрена задача о транспортировке рентгеновского излучения в ЛВ в волновом подходе, а также в рамках геометрической оптики, где проведен детальный анализ дифференциального распределения интенсивности на выходе прямого ЛВ.

Рассмотрим ЛВ, образованный поверхностями A и B длиной l с шириной зазора $2d$ (рис. 1). Остановимся вначале кратко на волновом анализе поля в ЛВ и обсудим критерии справедливости приближения геометрической оптики. Предположим, что зависимость поля от продольной (вдоль оси ЛВ) координаты z имеет вид $E(x, z)=E(x)\exp\{i\gamma z\}$, где γ — подлежащая определению постоянная распространения. В силу симметрии задачи поля не меняются вдоль оси y, параллельной отражающим плоскостям. Электрическое поле E, поляризованное вдоль оси y (TE-моды, $E_z=0$), удовлетворяет волновому уравнению [10]

$$\partial^2E/\partial x^2+(\varepsilon k^2-\gamma^2)E=0, \qquad (1)$$

где $k=2\pi/\lambda$, $\varepsilon(x)$ — диэлектрическая проницаемость ($\varepsilon=1$ в области

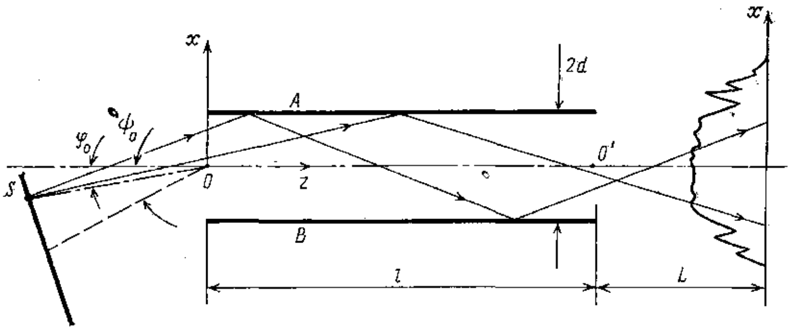

Рис. 1. Траектории распространения рентгеновских лучей в плоском лентообразном волноводе

$|x|<d$ и $\varepsilon=1-\delta+i\beta$ при $|x|\geqslant d$). Уравнение (1) справедливо и для проекции магнитного поля на ось y (TM-моды, $H_z=0$). Остальные компоненты полей находятся обычным образом [10].

Из (1) следует, что

$$E(x)=B_1\exp\{-\varkappa_1 x\}, \qquad x\geqslant d,$$
$$E(x)=A_1\exp\{i\varkappa_2 x\}+A_2\exp\{-i\varkappa_2 x\}, \quad |x|\leqslant d, \tag{2}$$
$$E(x)=B_2\exp\{\varkappa_1 x\}, \qquad x\leqslant -d,$$

где

$$\varkappa_1=(\gamma^2-\varepsilon k^2)^{1/2},\ \varkappa_2=(k^2-\gamma^2)^{1/2}.$$

Очевидно, что волноводный режим реализуется при условии $k\sqrt{\varepsilon}<\gamma<k$. Используя непрерывность электрического и магнитного полей на границах $x=\pm d$, легко получить из (2) дисперсионные уравнения соответственно для четных и для нечетных мод:

$$w=u\,\mathrm{tg}\,u,\ w=-u\,\mathrm{ctg}\,u, \tag{3}$$

где введены обозначения $w=\varkappa_1 d$, $u=\varkappa_2 d$.

Величина γ определяется путем совместного решения (3) с уравнением связи $u^2+w^2=r^2$, которое в координатах u и w представляет собой окружность с радиусом $r=kd(1-\varepsilon)^{1/2}$. В рентгеновском диапазоне величина $r\approx\omega_p d/c$ практически не зависит от длины волны и определяется шириной канала ЛВ (ω_p — плазменная частота). Если $d>0{,}1$ мкм, то $r\gg1$. Исходя из соображений графического решения этой системы представим u в виде

$$u=(\pi/2)(n+1)+\Delta u,\ \Delta u<0, \tag{4}$$

где n — номер моды ($n=0, 2, \dots$ для четных и $n=1, 3, \dots$ для нечетных мод). С учетом $|\Delta u|\ll1$ из (3) и (4) следует, что

$$\Delta u=-(\pi/2)[(n+1)/(1+r)].$$

В итоге для постоянной распространения γ получим

$$\gamma=k(1-\vartheta_n^2)^{1/2},\ \vartheta_n=[\pi/(2kd)]\ (n+1)\,r/(1+r), \tag{5}$$

где ϑ_n представляют собой дискретные разрешенные значения угла скольжения ϑ по отношению к отражающим плоскостям ЛВ.

Из (5) и условия $\gamma>k\sqrt{\varepsilon}$ следует, что максимальное число мод в ЛВ определяется соотношением $n+1<2(1+r)/\pi$. Если $r\gg1$, то его можно представить в более наглядном виде: $n<2\vartheta_c/\Delta\vartheta_d$, где $\vartheta_c=\sqrt{\delta}$ — критический угол ПВО, $\Delta\vartheta_d=\lambda/2d$ — полуширина дифракционной расходимости, обусловленной ограниченным размером канала ЛВ. Если, например, $2d=1$ мкм, $\lambda=0{,}71$ Å и $\vartheta_c=6'$ (для стекла марки С-52), то $\Delta\vartheta_d=0{,}24'$ и количество мод достаточно велико ($n\leqslant 50$). Угловое расстояние между соседними модами $\Delta\vartheta=\Delta\vartheta_d/2$ составляет 7,3″, поэтому, используя высокосовершенный кристаллический монохроматор, вполне возможно возбудить всего лишь одну моду даже в ЛВ с относительно широким каналом. Требование к монохроматичности определяется более «мягким» условием $\Delta\lambda/\lambda<(n+2)^{-1}$.

Коэффициент пропускания ЛВ, т. е. отношение интенсивности излучения на выходе волновода к интенсивности на его входе, равен $P=\exp\{-2\gamma'' l\}$, где $\gamma''=\mathrm{Im}\,\gamma$. Если $r\gg 1$, то из (5) следует, что

$$\gamma''=(\vartheta_n^2/d)\,\mathrm{Im}\,(1-\varepsilon)^{-1/2}. \tag{6}$$

Затухание тем меньше, чем меньше номер моды. В случае $\vartheta_n\ll\vartheta_c$ френелевский коэффициент отражения можно представить в виде

$$R=\left|\frac{\vartheta-i\sqrt{1-\varepsilon-\vartheta^2}}{\vartheta+i\sqrt{1-\varepsilon-\vartheta^2}}\right|^2\approx\exp\{-4\vartheta_n\,\mathrm{Im}\,(1-\varepsilon)^{-1/2}\}. \tag{7}$$

Из сопоставления (6) и (7) следует, что $P_n=R^N$, где $N=\vartheta_n l/2d$ — число отражений от стенок рентгеновода.

Если известно поле $E(x,\,l)$ в плоскости $z=l$, то, используя [10], можно найти волновое поле в произвольной точке $M(x,\,l+L)$ экрана, расположенного на расстоянии L от выходного торца ЛВ:

$$E(M)=\frac{1}{\pi}e^{i\gamma l}\sum_{s=1,2}A_s\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\sin(k_s-k_x)\,d}{k_s-k_x}\exp\{i\,(k_x x+\sqrt{k^2-k_x^2}L)\}\,dk_x,$$

где $k_s=\pm\varkappa_2$, $\varkappa_2\approx k\vartheta_n$. В случае $L\gg d$, применив известный метод стационарной фазы, получим следующее выражение для распределения интенсивности поля на экране:

$$I(x)=(2kd^2/\pi r_0)\sum_{s,n}P_n\,|A_{sn}|^2\,(\sin\alpha/\alpha)^2, \tag{8}$$

где $\alpha=\pi(\vartheta_n\pm\vartheta')/\Delta\vartheta_d$, $r_0^2=x^2+L^2$. Угол $\vartheta'=x/r_0$ указывает направление, под которым видна точка M с середины выходного торца.

Таким образом, на выходе ЛВ излучение расщепляется на совокупность расходящихся пучков с углами выхода в максимумах интенсивности $\vartheta'=\pm\vartheta_n$, включая центральный пучок с $\vartheta_n=0$ и $P_n=1$. Количество возбуждаемых мод и значения ϑ_n определяются наличием соответствующих плосковолновых гармоник в угловом спектре падающего излучения. Поскольку расстояние между соседними модами составляет $\Delta\vartheta_d/2$, а полуширина интерференционных слагаемых в (8) равна $\Delta\vartheta_d$, то при $n\geqslant 3$—5 вследствие их перекрытия функция $I(x)$ представляет собой достаточно плавное платообразное распределение. Поэтому можно пренебречь влиянием дифракционных эффектов и перейти от дискретного распределения ϑ_n к непрерывному, т. е. проводить рассмотрение в приближении геометрической оптики. Более того, такой подход позволяет детальнее исследовать особенности формирования тонкой структуры, связанные с различным числом отражений от стенок ЛВ.

Положение произвольного точечного источника S на фокусе будем характеризовать углом φ_0 по отношению к оси ЛВ OO' и расстоянием

$D=SO$ (см. рис. 1). Угол $\varphi_0 \geqslant 0$, если его отсчет ведется против часовой стрелки. Угол скольжения $\varphi \geqslant 0$, если первое отражение осуществляется от поверхности A, и $\varphi<0$, если лучи попадают вначале на поверхность B. Величина угла φ меняется в интервале (φ_1, φ_2), где $\varphi_{1,2}=\varphi_0 \mp \varphi_d$, $\varphi_d=d/D$. Требуется рассчитать распределение интенсивности $I(x)$ на экране.

В зависимости от величины углов φ_0 и φ реализуются самые различные траектории прохождения лучей от источника S до экрана. Возможны как поочередные отражения от стенок ЛВ, так и прямое попадание лучей на экран. Последнее отражение может происходить как от поверхности A (при этом $x<0$), так и от B (в этом случае $x>0$). Введем расстояние вдоль оси ЛВ между соседними последовательными отражениями $l_1=2d/|\varphi|$ и длину l_0 от входного торца $z=0$ до точки первого отражения. Очевидно, что $l_0 \leqslant l_1$. Длину l_0 для всех перечисленных выше случаев можно записать в виде

$$l_0(\varphi)=D(a\varphi_0+\varphi_d-\vartheta)/\vartheta,$$

где $\vartheta=a\varphi$, $a=1$ в случае $\varphi \geqslant 0$ и $a=-1$ при $\varphi<0$.

Если последнее отражение осуществляется от поверхности B, то при $\varphi>0$ числа отражений N_A и N_B от поверхностей A и B равны. Величина N_B определяется из условия $l_0+l_1(2N_B-1) \leqslant l$. Если же последнее отражение происходит от поверхности A, то числа отражений N_B' и $N_A=N_B'+1$ находятся из условия $l_0+2N_B'l_1 \leqslant l$. В итоге

$$N_B=\mathrm{ent}\,[(l-l_0+l_1)/2l_1],\ N_B'=\mathrm{ent}\,[(l-l_0)/2l_1], \tag{9}$$

где $\mathrm{ent}[y]$ — целая часть величины y.

Введем коэффициенты b и c такие, что $b=1$ при $l_0 \leqslant l$ и $b=0$ при $l_0>l$; $c=1$ при $N_B=N_B'$ и $c=0$ при $N_B>N_B'$. Тогда соотношения (9) и координату $x(\varphi)$ попадания луча на экран можно представить в следующем компактном виде:

$$N_A=N_B'+bc,\ x(\varphi)=a(1-2bc)x_m, \tag{10}$$

где

$$x_m=(L+l-l')\vartheta-d,\ l'=l_0+l_1(2N_A-1-bc).$$

Здесь l' — расстояние от входного торца ЛВ до точки последнего отражения. Множитель перед x_m равен $+1$ или -1, что автоматически учитывает попадание луча в области выше или ниже оси симметрии ЛВ.

Заметим, что в работе [3] для числа отражений фигурирует упрощенное выражение $N=\mathrm{ent}[l/l_1]+1$. Величина N в отличие от (9) не зависит от положения точки первого отражения. В то же время уже из простых геометрических соображений ясно, что при заданных l, d и одинаковых углах φ числа отражений могут быть различными, что хотя почти и не сказывается на интенсивности транспортировки, однако чрезвычайно существенно для правильного определения направления распространения лучей на выходе из волновода.

Интенсивность прошедшего через ЛВ луча составит

$$I_s(\varphi)=R_A^{N_A}R_B^{N_B},\ R_j=R\exp\{-(4\pi\sigma_j\vartheta/\lambda)^2\}, \tag{11}$$

где σ_j — среднеквадратичные высоты шероховатостей поверхностей $j=A, B$. Соотношение (11) справедливо как в режиме поочередных отражений, так и при прямом прохождении луча. Действительно, в последнем случае $l_0>l$, откуда с учетом (9) и (10) $N_A=N_B=0$ и $I_s=1$.

Окончательное распределение интенсивности $I(x)$ получается суммированием I_s по всем возможным углам скольжения φ и по всем точкам S на фокусе трубки:

$$I(x) = \frac{1}{2\Delta\psi} \int\limits_{\psi_1}^{\psi_2} d\varphi_0 \, \frac{1}{2\varphi_d} \int\limits_{\varphi_1}^{\varphi_2} I_s(\varphi)\, d\varphi, \tag{12}$$

где $\psi_{1,2} = \psi_0 \mp \Delta\psi$, $\Delta\psi = f/2D$, f — размер фокуса.

На рис. 2 представлены результаты расчета профилей пучков, сформированных на выходе БК с используемыми в эксперименте [3]

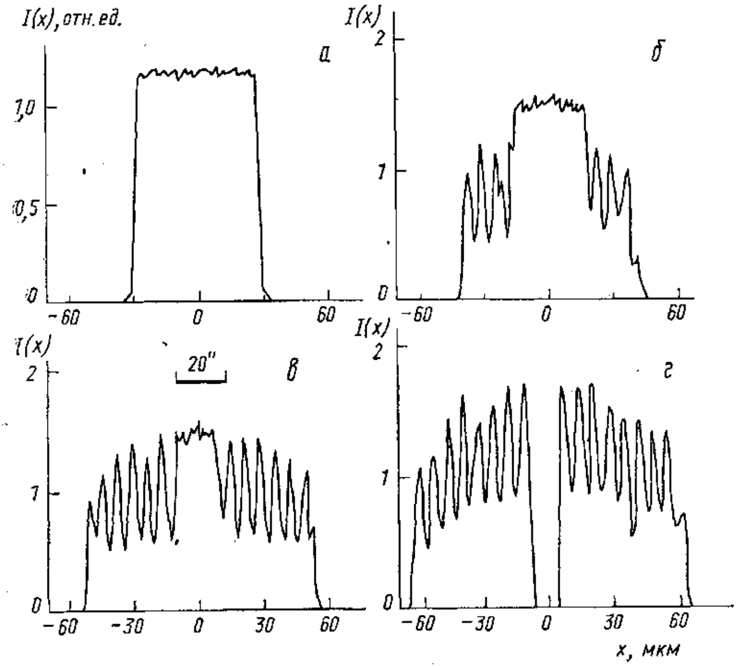

Рис. 2. Рассчитанные профили пучков на выходе БК с шириной зазора 1 мкм для углов отклонения фокуса рентгеновской трубки $\psi_0 = 0$ (*а*), 10 (*б*), 20 (*в*) и 30 угл. с (*г*)

параметрами $f = 40$ мкм, $D = 17$ см, $d = 0{,}5$ мкм, $l = 7$ см, $L = 24$ см, откуда $\Delta\psi = 24''$, $\varphi_d = 0{,}6''$. Для определенности считается, что $\sigma_A = \sigma_B = 30$ Å. Для вычисления распределения (12) расходящиеся пучки от каждой точки фокуса разбивались на n_s интервалов, а фокус трубки и экран — соответственно на n_f и n_x интервалов. Затем определялись координаты x (10), интенсивности I_s (11) и формировался суммарный массив $I(x)$. Сходимость результатов наблюдалась при $n_s > 5$, $n_f \sim n_x > 50$, что соответствует шагу по углу φ менее $0{,}1''$, а по фокусу и экрану — менее 1—2 мкм.

Отсутствие тонкой структуры на рис. 2, *а* объясняется взаимной компенсацией вкладов от точек фокуса, расположенных симметрично относительно оси БК. С увеличением угла ψ_0 указанная компенсация нарушается и в $I(x)$ появляются узкие максимумы, число m которых с каждой стороны от оси БК определяется выражением $m = \mathrm{ent}[\Omega/\Delta_1]$, где $\Delta_1 \approx 4d/l = 6''$ — угловое расстояние между двумя последовательными максимумами [3], $\Omega = 2\psi_0$, если $\psi_0 < \Delta\psi$, и $\Omega = 2\Delta\psi$, если $\psi_0 > \Delta\psi$. Отсюда следует, что при достаточно больших отклонениях фокуса трубки $\psi_0 \geqslant \Delta\psi + \varphi_a$, при которых отсутствует прямое попадание лучей на экран и пропадает центральный штрих, число максимумов не зависит от угла ψ_0. Для используемых в [3] значений ψ_0 число максимумов $m=0$, 3, 6 и 8 соответственно, что хорошо совпадает с точным расчетом профиля $I(x)$ на рис. 2.

Таким образом, из сопоставления рис. 2 и экспериментальных кривых в [3] видно удовлетворительное согласие как по числу максимумов и минимумов тонкой структуры, так и по форме профилей. В частности, из рис. 2 в полном соответствии с результатами измерений в работе [3] видно, что интенсивность $I(x)$ не обращается в нуль в минимумах, что свидетельствует о большей предпочтительности и правильности используемого нами подхода по сравнению с расчетами, проведенными в работе [3].

ЛИТЕРАТУРА

[1] Аркадьев В. А., Коломийцев А. И., Кумахов М. А. и др.//УФН. 1989. 157, № 3. С. 529. [2] Мингазин Т. А., Зеленов В. И., Лейкин В. Н.// Приб. и техн. эксперимента. 1981. № 1. С. 229. [3] Лейкин В. Н., Мингазин Т. А., Зеленов В. И.//Там же. 1984. № 6. С. 33. [4] Дудчик Ю. И., Комаров Ф. Ф., Константинов Я. А.//Письма в ЖТФ. 1991. 17, № 6. С. 45. [5] Комаров Ф. Ф., Кумахов М. А.//Поверхность. Физика, химия, механика. 1986. № 3. С. 5. [6] Дудчик Ю. И., Комаров Ф. Ф., Кумахов М. А. и др.//Письма в ЖТФ. 1991. 17, № 13. С. 82. [7] Дудчик Ю. И., Комаров Ф. Ф., Соловьев В. С., Тишков В. С.//Письма в ЖТФ. 1990. 16, № 1. С. 57. [8] Дудчик Ю. И., Комаров Ф. Ф., Кумахов М. А. и др.//Письма в ЖТФ. 1990. 16, № 15. С. 43. [9] Ананьин О. Б., Быковский Ю. А., Зверьков А. К., Фрондзей И. Я. //Квант. электроника. 1987. 14, № 3. С. 617. [10] Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М., 1979.

Поступила в редакцию
03.04.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 3

УДК 546.3

ОСОБЕННОСТИ ЛОКАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ АТОМОВ В СПЛАВАХ СИСТЕМЫ $Mn_{19,5-x}Fe_{0,5}Sn_x$

А. С. Илюшин, И. А. Никанорова, В. С. Русаков, М. А. Мостафа *), С.-М. Ш. Машаев

(кафедра физики твердого тела)

Методом мёссбауэровской спектроскопии изучены особенности локальных распределений атомов в сплавах системы $Mn_{19,5-x}Fe_{0,5}Sn_x$. Показано, что в сплавах квазибинарной системы возникают два различных типа локальных распределений в зависимости от состава.

Исследование сплавов квазибинарной системы $\beta Mn_{19,5-x}Fe_{0,5}Sn_x$, изоструктурных β-модификации марганца, проведенное нами в работах [1, 2], показало, что при низких температурах эти сплавы упорядочиваются антиферромагнитно и их температура Нееля T_N сложным образом зависит от содержания олова. Из [3] известно, что антиферромагнетизм сплавов «марганец—железо» обусловлен обменными магнитными взаимодействиями типа «Mn—Fe», поэтому в [1, 2] при интерпретации сложной концентрационной зависимости $T_N(x)$ было использова-

*) Египет.