

07; 12

© 1990

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОСТРОЕНИЯ ИСТОЧНИКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ПОЛНОГО ВНЕШНЕГО ОТРАЖЕНИЯ

Ю.И. Д у д ч и к, Ф.Ф. К о м а р о в, В.С. С о л о в ь е в,
В.С. Т и ш к о в

Рассмотрим прохождение рентгеновских квантов с энергией $\hbar\omega$ вдоль слоистой структуры, диэлектрическая проницаемость слоев 1, 2, 1, ... которой равна, например, $\epsilon_1 = 1 - \frac{\omega_{p1}^2}{\omega^2}$, $\epsilon_2 = 1 - \frac{\omega_{p2}^2}{\omega^2}$,

где ω_{p1} и ω_{p2} — частота плазменных колебаний в средах 1 и 2 соответственно. Если $\epsilon_2 > \epsilon_1$ ($\omega_{p2} < \omega_{p1}$), то при углах скольжения квантов меньших, чем $\theta_k = (\omega_{p1}^2 - \omega_{p2}^2)^{1/2} \cdot \omega^{-1}$ — угол полного внешнего отражения, фотоны распространяются в среде 2, последовательно отражаясь на границе раздела сред 1 и 2. Аналогом указанных слоистых структур для квантов спектра рентгеновского и гамма-диапазона являются полные стеклянные капилляры [1, 2] или тонкопленочные многослойные структуры [3]. Изогнув изготовленные структуры соответствующим образом и собрав их в пучок, можно реализовать, как и было показано в [2] для стеклянных капилляров, устройство для преобразования расходящегося пучка рентгеновских и гамма-квантов в параллельный или сходящийся.

В данном сообщении рассмотрена возможность построения источников коллимированного рентгеновского и гамма-излучения с фокусом микронных размеров на основе указанных слоистых структур. В отличие от [1–3] излучение возбуждается в самих системах в результате облучения их электронами.

Принцип построения предлагаемого источника иллюстрируется рис. 1. На слоистую структуру, состоящую из двух пластин 2, 4, между внутренними полированными поверхностями которых имеется зазор (канал) 3 размером d , падают электроны с энергией F от источника 1. Электроны, проходя через пластины, генерируют характеристическое рентгеновское излучение (ХРИ) и тормозное излучение. Часть этого излучения, которая проникает в канал 3 под углом скольжения $\theta < \theta_k$, захватывается каналом и выводится по нему наружу. Реализовав предлагаемый источник, можно получить пучок рентгеновских и гамма-квантов, имеющий расходимость в одном измерении $2\theta_k$ и 2π в другом. Источник имеет фокусное пятно размером $d \cdot L_x$, где L_x — длина излучателя вдоль оси x , как показано на рис. 1. Если пластины на рис. 1 заменить на капилляр, то можно получить коллимацию пучка по углам и размерам и вдоль второго направления.

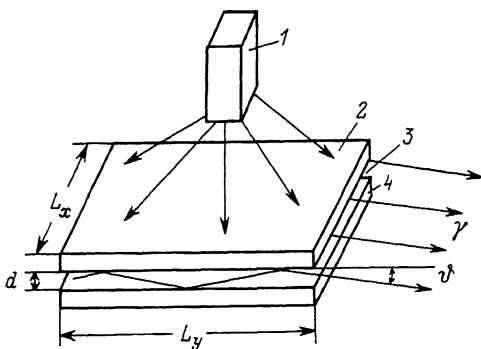


Рис. 1. Источник рентгеновского излучения.

1 - источник электронов; 2, 4 - пластины; 3 - канал.

Сравним по интенсивности излучения предлагаемый источник и микрофокусную трубку, например, прострельного типа. Число квантов ХРИ, испускаемых рентгеновской трубкой, ограничено средней длиной пробега фотонов l_{φ} с энергией $\hbar\omega$ в материале мишени, $l_{\varphi} \approx \frac{1}{k}$, где k - показатель поглощения фотонов в мишени, и по порядку величины не превышает следующего значения:

$$dN_1 = N_A \sigma_x(E') \varphi l_{\varphi} dL_x \frac{d\Omega_1}{4\pi}, \quad (1)$$

где N_A - концентрация атомов в мишени, φ - поток электронов через единицу площади, $d\Omega_1$ - телесный угол, который вырезается диафрагмой (окном) трубки, L_x и d - размеры фокусного пятна, $\sigma_x(E')$ - сечение выхода ХРИ, $E' < E$.

Число квантов ХРИ, испускаемых слоистой структурой, представленной на рис. 1, при облучении ее электронами равно:

$$dN_2 = N_A \varphi \sigma_x(E'') L_y L_x dz \frac{d\Omega_2}{4\pi}, \quad (2)$$

где dz - толщина слоя, в котором происходит генерация излучения, проникающего в канал и захватываемого им, $dz = l_{\varphi} \theta_x$, $d\Omega_2 = 2\theta_x \times \theta_x$, где θ_x - расходимость пучка фотонов в плоскости канала, $E'' < E$, L_y - длина пластин.

Если предположить, что тормозная мишень рентгеновской трубки и пластины слоистой структуры выполнены из одного материала, а телесный угол $d\Omega_1$, в который излучает трубка, совпадает с $d\Omega_2$, а также что $E' \approx E''$ (для оценок), то для параметра δ , равного отношению $\frac{dN_2}{dN_1}$, получается следующее выражение:

$$\delta = \frac{dN_2}{dN_1} = \frac{L_y \theta_k}{d}. \quad (3)$$

Этот параметр, как будет конкретно показано ниже, при выборе оптимального значения L_y существенно превышает единицу. Такое увеличение интенсивности излучения получается за счет увеличения поперечного размера L_y области генерации излучения (при этом естественно не увеличивается размер фокусного пятна), которое компенсирует уменьшение толщины излучаемого слоя $d z$ в θ_k^{-1} раз ($d z \approx l_\varphi$ для рентгеновской трубки и $d z \approx l_\varphi \theta_k$ для слоистой структуры), что и отражает формула (3).

Для выбора оптимального значения длины L_y необходимо оценить ослабление излучения, проходящего по каналу 3 в режиме полного внешнего отражения за счет потерь при отражениях и поглощения средой канала. Интенсивность излучения $I(y)$ в канале на расстоянии y от места входа в канал описывается следующим соотношением [4]:

$$I(y) = I_0 \exp(-\alpha y), \quad (4)$$

где I_0 - значение интенсивности излучения в месте (точке) входа в канал,

$$\alpha = \frac{4\beta\theta}{d\theta_k^2} [(\theta_k/\theta)^2 - 1]^{-1/2} + k_1, \quad (5)$$

где $\beta = \frac{kc}{2\omega}$, c - скорость света, k_1 - показатель ослабления излучения средой канала 3. Для того чтобы избежать существенного ослабления излучения при прохождении фотонов по каналу, длина пластин L_y по порядку величины не должна превышать значения α^{-1} , например, при $\theta = \frac{\theta_k}{2}$, т. е. $L_y = \frac{d\theta_k}{1.2\beta}$ при $k_1 = 0$. Используя в качестве мишени для генерации ХРИ кремниевые пластины, можно получить следующее значение параметра δ : $E_\alpha = 1.74$ кэВ - энергия K_α линии кремния, $\omega_p = 31$ эВ, $k = 755$ см $^{-1}$, $\beta = 4.28 \times 10^{-6}$, $\theta_k = 1.77 \cdot 10^{-2}$, $d z = 0.24$ мкм при $d = 5$ мкм, $L_y = 5$ мм, $\delta = 17.7$.

Отметим, что при расположении источника электронов 1 над пластинами энергия электрона E должна быть достаточной для возбуждения излучения в нижней пластине. Поскольку электронный пучок фокусируется на участок площадью $L_y \cdot L_x$, которая в $\frac{L_y}{d}$ - раз (10^3 для приведенного выше случая) больше фокусного пятна рентгеновской трубки, то возможно увеличение параметра δ за счет улучшения условий теплоотвода от слоистой структуры.

При расположении источника электронов в плоскости сопряжения пластин пучок электронов необходимо сфокусировать на линии сопряжения пластин, при этом энергия электронов должна быть такой,

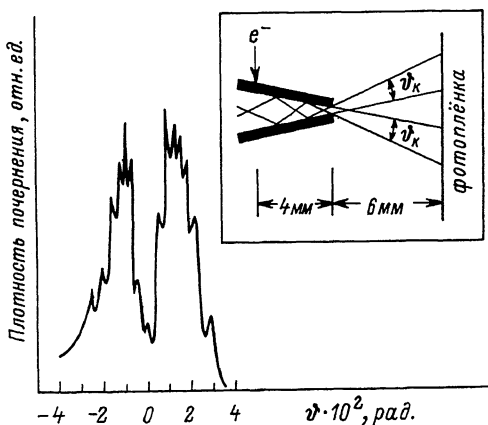


Рис. 2. Зависимость плотности почернения фотоэмульсии от угла вылета θ фотонов из канала. На вставке — геометрия эксперимента.

чтобы пробег в мишени по порядку величины не превышал размера L_y .

Для реализации предполагаемого источника излучения была изготовлена слоистая структура из двух пластинок ($5 \times 5 \text{ мм}^2$), вырезанных из стандартной (типа используемых в электронной промышленности) пластины кремния, которые были сжаты вплотную полированными поверхностями. Толщина пластинок составляла около 300 мкм. В верхней пластинке на расстоянии 4 мм от места выхода излучения было вытравлено углубление для обеспечения проникновения электронов с энергией 75 кэВ на границу раздела пластин (пробег электронов с энергией 75 кэВ в кремнии $\sim 48 \text{ мкм}$). Поперечные размеры углубления $\sim 1 \times 1 \text{ мм}^2$. Облучение структуры сфокусированным на вытравленное углубление пучком электронов проводилось в вакуумной камере электронографа ЭМР-200. Излучение, выходящее по каналу структуры, регистрировалось фотоэмульсией „микрат-200“ и детектором. В спектре излучения на тормозном фоне наблюдалась уширенная K_{α} линия кремния. Один из результатов фотометрирования фотоэмульсии приведен на рис. 2, который отражает угловое распределение интенсивности выходящего из канала излучения. Наблюдаются два ярко выраженных максимума. Эти максимумы исчезают, если перед фотоэмульсией поставить фольгу, поглощающую K_{α} линию кремния, что указывает на то, что почернение фотоэмульсии вызвано мягкой частью (K_{α} кремния) рентгеновского излучения. Указанные пики имеют тонкую структуру, причина появления которой, как отмечалось в [5], связана с тем, что фотоны при выходе из слоистой структуры отражаются от верхней или нижней пластины при изменении угла скольжения в интервале $0 < \theta < \theta_k$. Измерив угловое расстояние между пиками, можно оце-

нить ширину канала d , которая, по нашим оценкам, равна ~ 6 мкм. Число отражений на расстоянии 4 мм равно ~ 6 .

Полученные результаты свидетельствуют о возможности построения источников рентгеновского излучения на изложенных выше принципах.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К у м а х о в М.А. Излучение каналированных частиц в кристаллах. М.: Энергоатомиздат, 1986.
- [2] А р к а д ь е в В.А., К о л о м и й ц е в А.И., К у м а х о в М.А., П о н о м а р е в И.Ю., Х о д е е в И.А., Ч е р т о в Ю.П., Ш а х п а р о н о в И.М. // УФН. 1989. Т.157. В. 3. С. 529-537.
- [3] К о м а р о в F.F., К у м а х о в М.А., З х е в а г о Н.К. // Rad. Eff. Lett. 1983. V. 76(4). P. 119-123.
- [4] P a n t e l l R.H., C h u n g P.S. // IEEE J. QE. 1978. QE-14. N 9. P. 694-697.
- [5] М и н г а з и н Т.А., З е л е н о в В.И., Л е й к и н В.Н. // ПТЭ. 1981. № 1. С. 229-232.

Поступило в Редакцию
14 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 1

12 января 1990 г.

03; 12

© 1990

УГЛОВОЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ РАССЕЯНИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ КЛАСТЕРОВ ВОДЫ

А.А. В о с т р и к о в, Д.Ю. Д у б о в

Нами было обнаружено явление образования и разделения зарядов при рассеянии пучка кластеров воды различными твердыми поверхностями [1] и предложена модель этого процесса [2]. Согласно этой модели, при торможении нейтральных кластеров воды твердой поверхностью внутри кластера происходит образование ионных пар в процессе: $(H_2O)_N + \text{поверхность} \rightarrow [H_2O_k^+(H_2O)_{N-k-j}] \rightarrow [H_3O^+(H_2O)_j \cdot OH^-(H_2O)_s]$, где j - количество молекул, испарившихся при ударе. Эта реакция аналогична реакции автопротолиза в жидкой воде [3]. Разделение зарядов объясняется несимметричной нейтрализацией зарядов в кластере и отскоком этих