

УДК 537.531

МОНОЛИТНЫЙ КОМПЛАНАРНЫЙ РЕЗОНАТОР ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКОГО И СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЙ

Р.Ц. ГАБРИЕЛЯН, А.Г. ТОНЕЯН, О.С. СЕМЕРДЖЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 17 сентября 2006 г.)

Предложена и экспериментально осуществлена схема трехблочного монолитного рентгеновского резонатора на монокристалле Si с конфигурацией $(044, 40\bar{4})$ для рентгеновского или синхротронного излучения. Приведены основные отличительные черты и преимущества предложенной схемы. Показано, что с помощью асимметричных брэгговских отражений можно решить одну из основных проблем рентгеновских резонаторов – ввод излучения в резонатор и создание замкнутого цикла без энергетических потерь. Описана технология изготовления резонатора и рассмотрены вопросы повышения эффективности его работы.

1. Введение

Первые теоретические схемы рентгеновских и α -лазеров появились еще в 60-ых годах прошлого века, что явилось большим стимулом для дальнейших теоретических и экспериментальных работ. Большинство этих работ было посвящено тем вариантам, в которых не применяются резонаторы. Причиной этого являются те жесткие условия, которые предъявляются к рентгеновским резонаторам. Однако в конце 60-ых годов появились первые схемы рентгеновских резонаторов [1-6], и к обсуждению некоторых из них мы обратимся в следующем параграфе.

В чем заключаются основные трудности создания рентгеновских резонаторов? Во-первых, как известно, отражение рентгеновских лучей в монокристаллах, согласно условию Брэгга, происходит только под определенными (дискретными) углами. С другой стороны, характеристическое рентгеновское излучение, имеющее дискретные длины волн, можно получить от ограниченного числа материалов, из которых сделаны аноды рентгеновских трубок. Эти два обстоятельства резко понижают возможности выбора соответствующих длин волн и семейства отражающих атомных плоскостей, которые для траектории излучения могут обеспечить замкнутый компланарный цикл. Очевидно, что такие совпадения могут быть лишь случайными.

Отметим, что вышеупомянутое обстоятельство – не единственная и даже не основная трудность для первого этапа создания рентгеновских резонаторов. Дело в том, что в настоящее время в разных областях науки широко применяется синхротронное излучение, интенсивность которого на два порядка превосходит интенсивность характеристического рентгеновского излучения и которое содержит практически любую длину волны. Поэтому применение

синхротронного излучения в принципе может снять трудности, связанные с длиной волны.

Другая и по существу основная трудность для первого этапа создания рентгеновских резонаторов заключается в том, каким образом излучение (рентгеновское или синхротронное) без энергетических потерь ввести в резонатор и создать замкнутый компланарный цикл. Только для схем, удовлетворяющих этим требованиям и допускающих апробацию на внешнем источнике, можно считать первый этап трудностей преодоленным. В первоначальных работах [1-6] основное внимание было уделено именно этим вопросам. Но как будет показано ниже на конкретных примерах, схемы, приведенные в этих работах, имели существенные недостатки.

Второй тип трудностей – это обеспечение когерентности лучей, циркулирующих в резонаторе.

2. Обсуждение некоторых схем рентгеновских резонаторов

В связи с трудностями юстировки отражающих блоков и, особенно, обеспечения стабильности работы резонатора, почти все предложенные схемы предусмотрены на монолитном варианте, т.е. предполагается, что резонатор сделан из одного монокристалла (все блоки имеют общее основание). Последнее означает, что в рентгеновском резонаторе имеет место многоволновое компланарное рассеяние. В связи с этим, в работе [2] для монокристаллов Si и Ge найдены все те пары атомных плоскостей, которые для существующих линий (имеются в виду довольно сильные) характеристического спектра обеспечивают компланарное трехволновое рассеяние. Из таблицы, приведенной в [2], легко заметить, что замкнутый цикл обеспечивают (т.е. для резонатора пригодны) только два случая: монокристалл Ge $(220, 440)$ с излучением $\text{CoK}\alpha_1$ и монокристалл Si $(04\bar{4}, 40\bar{4})$ с излучением $\text{NiK}\alpha_2$.

Предложенные схемы резонаторов для этих случаев предназначены для монолитных монокристаллов. Поверхности блоков параллельны отражающим атомным плоскостям, т.е. в обоих случаях имеют место симметричные брэгговские отражения.

Ввод луча в резонатор предполагается осуществить, взяв один из его блоков довольно тонким, что, несомненно, имеет определенные недостатки. Первым недостатком является следующее: если большая часть энергии падающего пучка входит в резонатор, то после одного цикла также большая часть энергии будет выходить из резонатора, и так после каждого цикла. Во-вторых, если луч входит в резонатор, совершая отражение по Лауэ, то в резонаторе он циркулирует, совершая отражение по Брэггу. Так как углы отражения у них отличаются, то только ничтожная часть входящей энергии будет отражаться по Брэггу и участвовать в процессе циркуляции. Отметим, что эти недостатки присутствуют и в других схемах.

В работе [5] использована та же конфигурация, что и в [2] для монокристалла Ge. Чтобы цикл был замкнутым, расстояние между блоками (внутренние размеры резонатора) должны удовлетворять определенным условиям, в соответствии с которыми после каждого цикла точки падения лучей на каждый блок должны совпадать.

Легко заметить, что если изменить расстояние между блоками, то после каждого цикла точки падения лучей на блоки не совпадут. Очевидно, что открытием щели в соответствующих местах на блоках решается вопрос ввода и вывода луча после любого числа циклов. Тем самым, отказавшись иметь замкнутый цикл, можно получить многокристальный, но монолитный монохроматор. Преимущество такого монохроматора очевидно: хотя он работает для одной

длины волны, однако для его юстировки требуется лишь одна гониометрическая головка. Изменив местонахождение щелей на блоках, можно увеличить число циклов и получить сверхмонохроматизацию в одном монокристаллическом образце, что успешно было экспериментально реализовано в [5]. В работе [6], выполненной теми же авторами, для достижения цели применяется явление автофокусировки. Сущность явления заключается в следующем: если в схеме резонатора, предложенного в [2], атомные плоскости составили бы некоторый угол с поверхностями блоков (асимметричное отражение), то точки падения луча на блоки резонатора после каждого последующего отражения будут перемещаться с убывающими шагами, стремясь к определенному месту (фокусу). После какого-то числа циклов (теоретически бесконечного) получится замкнутый стабильный цикл. Взяв большую асимметричность, авторам [6] удалось достичь этого практически после одного цикла. Важно и то, что одновременно с фокусировкой происходит и уплотнение лучевой энергии. Так, в эксперименте пучок, входящий в резонатор с шириной 13 мм, после завершения одного цикла (совершив четыре отражения) выходит из резонатора, имея ширину 0.5 мкм.

Отметим, однако, что в работах [5,6] повторяется упущение, допущенное в [2]. Дело в том, что конфигурация $(220, \bar{4}\bar{4}0)$ для излучения $\text{CoK}\alpha_1$ не трехволновая, а в общем случае 24-волновая или же четырехволновая, если считать только разрешенные рефлексy. Это легко заметить, построив обратную решетку и отметив число узлов, находящихся на сфере Эвальда. Написав уравнение сферы Эвальда в единицах обратной решетки

$$(x-3)^2 + (y+1)^2 + z^2 = 10,$$

легко убедиться, что на сфере Эвальда действительно находятся 24 узла, 20 из которых запрещены структурным фактором и только 4 являются разрешенными (см. табл.1).

Табл. 1.

Запрещенные рефлексy	Разрешенные рефлексy
$0\bar{1}1$ 321 $30\bar{3}$ 303 $0\bar{2}0$	000
$0\bar{1}\bar{1}$ $3\bar{2}\bar{1}$ $3\bar{2}3$ $3\bar{2}\bar{3}$ 420	220
$6\bar{1}1$ $3\bar{4}1$ $4\bar{1}3$ $4\bar{1}\bar{3}$ 600	$6\bar{2}0$
$6\bar{1}\bar{1}$ $3\bar{4}\bar{1}$ $2\bar{1}3$ $2\bar{1}\bar{3}$ $2\bar{4}0$	$4\bar{4}0$

Такая высокая симметрия обусловлена тем, что кристалл кубический и радиус сферы Эвальда является вектором обратной решетки; иными словами, центр сферы Эвальда совпадает с узлом обратной решетки. В данном случае это узел $(3\bar{1}0)$. На рис.1 приведено сечение сферы Эвальда плоскостью $z = 0$, откуда видно, что все разрешенные рефлексy находятся на этой плоскости.

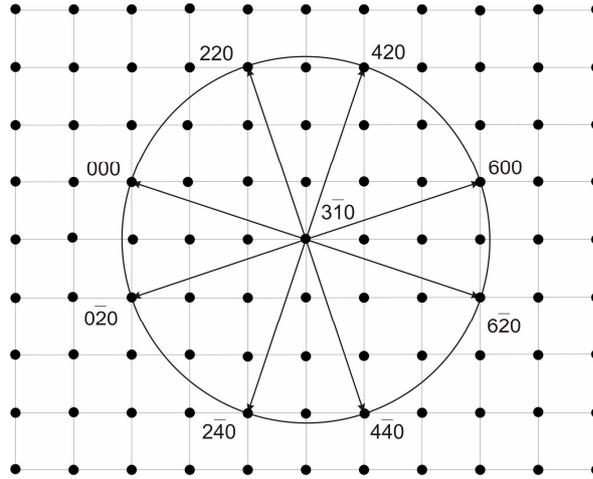


Рис.1. Сечение сферы Эвальда плоскостью $z = 0$ обратной решетки.

Таким образом, очевидно, что пропущен разрешенный рефлекс ($6\bar{2}0$). Это отражение очень специфическое, так как угол Брэгга равен 90° , т.е. падающий и отраженный лучи находятся на одной прямой, имея обратные направления (обратная дифракция). В приближении классической динамической теории в этом случае область полного отражения (столик Дарвина), согласно известной формуле

$$\Delta\theta = \frac{2|\chi_h|}{\sin 2\theta_0} \sqrt{\frac{|\gamma_h|}{|\gamma_0|}},$$

бесконечно расширяется. Иными словами, формула для ширины столика Дарвина не применима. Для этого особого случая, т.е. когда имеет место обратная дифракция, в работе [7] получена более точная формула, согласно которой столик Дарвина, ширина которого обычно составляет несколько секунд, расширяется на 2-3 порядка, т.е. пропущенному рефлексу ($6\bar{2}0$) соответствует довольно сильное отражение. Это подтверждается результатами работ [8-13], которые посвящены исследованию данного отражения (обратной дифракции).

В связи с развитием экспериментальной техники регистрации отраженного луча при обратной дифракции были предложены схемы резонаторов, основанные на обратной дифракции. Это важно тем, что открывается возможность решать вопросы когерентности, поскольку резонатор, основанный на обратной дифракции, может состоять из двух кристаллических блоков, и следовательно, резко сократит длину оптической пути луча (цикла). Фактически эти схемы являются рентгеновскими прототипами оптического интерферометра Фабри-Перо [14-24]. Однако, как было отмечено выше на конкретном примере, обратная дифракция на монокристаллах с кубической структурой всегда сопровождается нежелательным многоволновым рассеянием, т.к. радиус сферы Эвальда является вектором обратной решетки. Чтобы избежать этого, авторы работ [13,22] исследование провели на монокристалле сапфира. В работе [21] приведена уточненная теория интерферометра Фабри-Перо для рентгеновских лучей, как частный случай динамической теории для брэгговской дифракции с учетом шероховатости поверхностей кристаллических

блоков, их непараллельности, ошибок при юстировке, дефектности кристаллических блоков и т.д. В работе [23], обеспечив необходимыми условиями когерентности, авторам удалось реализовать резонатор Фабри-Перо на монокристалле Si, доказательством чего является четкая интерференционная картина, полученная ими.

3. Резонатор с асимметричными брэгговскими отражениями

Нами разработана схема трехволнового резонатора на монокристалле кремния с конфигурацией $(0\bar{4}\bar{4}, 40\bar{4})$ для излучения $\text{NiK } \alpha_2$ или синхротронного излучения [10]. Фактически это та же конфигурация, что и в работе [2]. Основание резонатора параллельно кристаллографической плоскости (111). Написав уравнение сферы Эвальда

$$\left(x - \frac{4}{3}\right)^2 + \left(y - \frac{4}{3}\right)^2 + \left(z + \frac{8}{3}\right)^2 = \frac{32}{3}$$

и решив ее для целых значений x, y, z , легко убедиться, что другие значения, кроме вышеуказанных, не удовлетворяют уравнению, т.е. каждое отражение представляет только трехволновый случай. На рис.2 приведено сечение сферы Эвальда плоскостью (111) обратной решетки.

Отметим, что сочетание конфигурации $(\bar{4}\bar{4}0, 40\bar{4})$ с излучением $\text{NiK } \alpha_2$ представляет особый случай. Это обусловлено тем, что угол между отражающими плоскостями и угол Брэгга равны между собой и составляют 60° . Следовательно, луч, падающий на каждый блок, находится в одной из трех равнозначных плоскостей типа (110), а две отраженные – в двух других.

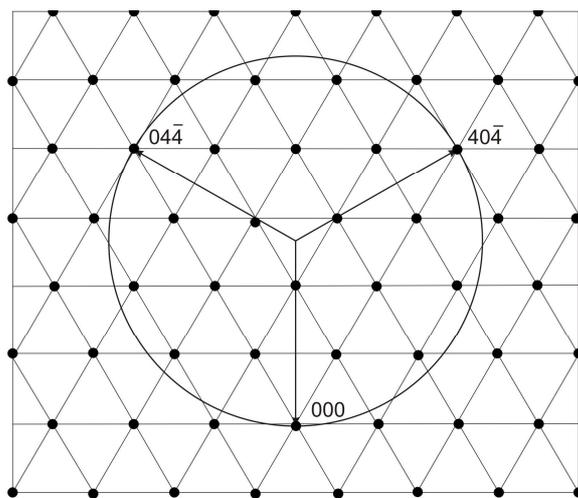


Рис.2. Сечение сферы Эвальда плоскостью (111) обратной решетки.

Проблему ввода первичного излучения в резонатор без энергетических потерь мы решили, используя асимметричные брэгговские отражения. В нашей схеме поверхности блоков составляли с отражающими плоскостями угол 30° , т.е. они представляют собой кристаллографические плоскости типа (112). Фактически наша схема является усовершенствованным вариантом схемы, приведенной в работе [2].

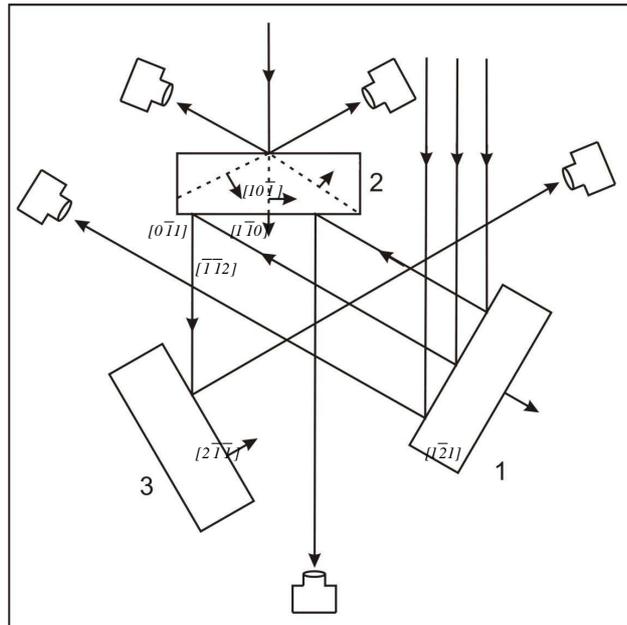


Рис.3. Вид резонатора сверху. Ход лучей, отраженных 1,2,3 раза, и расположение регистрирующих счетчиков.

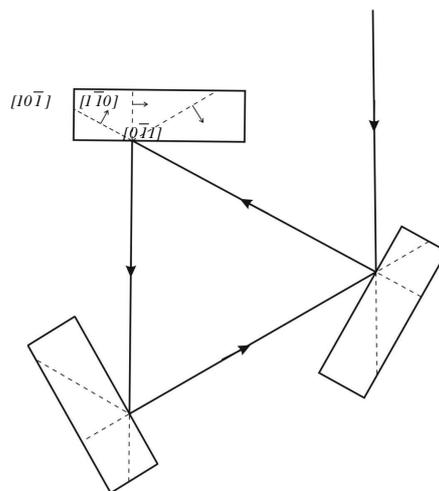


Рис.4. Вид резонатора сверху. Взаимное расположение отражающих атомных плоскостей. Ход лучей в резонаторе в рабочем режиме.

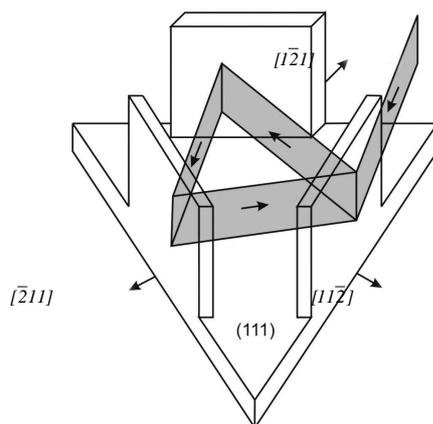


Рис.5. Пространственная картина резонатора и ход лучей в рабочем режиме.

Таким образом, каждый луч падает на поверхность блоков под углом 30° и отражается перпендикулярно к поверхностям блоков (рис.3). Уникальность этой схемы обусловлена тем, что луч, входящий в резонатор, совершив один цикл, не выходит из резонатора, потому что условие Брэгга не позволяет этого. Более того, первичный и совершивший один цикл лучи, отразившись от первого блока, имеют одинаковые направления, т.е. перпендикулярны к поверхности первого блока. Если с помощью сканирующего механизма сделать так, чтобы точки падения этих лучей на первый блок совпадали, то получится замкнутый компланарный цикл (рис.4,5). В итоге луч, входящий в резонатор, будет совершать только брэгговское отражение и его траектория в резонаторе будет представлять равносторонний треугольник. Фактически прибор будет работать как накопитель лучевой энергии.

4. Эксперимент

Нами изготовлен резонатор и проведен эксперимент на рентгеновском источнике. Резонатор сделан из почти совершенного монокристалла кремния, который подвергался механической обработке алмазными порошками разной марки. Внутренняя (межблочная) масса резонатора была удалена с помощью стоматологической бормашины. В процессе механической обработки поверхности блоков контролировались с помощью дифрактометра так, чтобы они были параллельны плоскостям (112).

После механической обработки образец (резонатор) подвергался химической обработке травителем состава $\text{HF}-2$, HNO_3-9 , $\text{CH}_3\text{COOH}-4$ при температуре 35°C . Эксперимент проводился на японской топографической камере А-3 фирмы Regaku Denki.

Интенсивность отраженных от блоков пучков регистрировалась с помощью трех счетчиков, размещенных в вершинах равностороннего треугольника (рис.3).

Юстировка резонатора проводилась по внешней поверхности второго блока посредством достижения равных и максимальных интенсивностей отраженных пучков. Схема юстировки представлена в верхнем левом углу рис.3. Затем с помощью сканирующего механизма резонатор перемещался настолько, чтобы луч, отраженный от первого блока, выходил между вторым и

третьим блоками и регистрировался счетчиком. При этом счетчик показал резкий рост интенсивности (почти 60%). Такой значительный рост обусловлен тем, что совершается переход от случая Брэгг–Брэгга (на блоке 2) к случаю Брэгг–Лауэ (на блоке 1). Это показывает, что при наличии брэгговского отражения отражение по Лауэ сильно подавляется, т.е. основная часть падающей энергии перекачивается в брэгговское отражение.

Перемещением резонатора по отношению к падающему пучку на соответствующие величины регистрировались также дважды и трижды отраженные пучки. Для трижды отраженного пучка наблюдалось сильное понижение интенсивности. Физически это можно объяснить так: в отличие от первого и второго отражений, второе и третье отражения происходят не от параллельных атомных плоскостей. Иными словами, в первом случае мы имеем спектрометр типа $(n, -n)$, а во втором случае – типа $(n, +n)$. Следовательно, интервал перекрытия отражающих областей (полоса пропускания), согласно диаграммам Дью-Монда, во втором случае во много раз меньше, чем в первом.

Отметим, что в нашем случае поверхности всех трех блоков составляют с отражающими плоскостями один и тот же угол, равный 30° , что, несомненно, не является обязательным условием. Эти углы могут быть как разными для разных блоков, так и могут отличаться от 30° , преследуя цель нахождения оптимальных условий повышения эффективности работы прибора (увеличение интенсивности луча, совершающего циркуляцию).

5. Заключение

Предложен и осуществлен резонатор на монокристалле кремния для излучения $\text{NiK } \alpha_2$. Показано, что применение асимметричных брэгговских отражений дает возможность решить задачу, являющуюся проблематичной для рентгеновских резонаторов, т.е. ввод падающего пучка в резонатор без энергетических потерь и получение замкнутого цикла.

Представлены отличительные черты и преимущества предложенного резонатора по сравнению с другими схемами:

1) Падающий пучок входит в резонатор без энергетических потерь, т.к. он не проходит через блоки резонатора и, следовательно, не поглощается.

2) При переходе от случая Брэгг–Брэгга к случаю Брэгг–Лауэ основная часть падающей энергии перекачивается в брэгговское отражение и участвует в циркуляции.

3) Последнее отражение первого цикла происходит от той точки первого блока, куда падает входящий в резонатор луч, обеспечивая замкнутость цикла (рис.4,5).

4) И, наконец, самое главное: луч, указанный в пункте 3, не только не выходит из резонатора, но отражаясь, имеет то же направление, что и отраженный от первого блока падающий луч.

ЛИТЕРАТУРА

1. **W.L. Bond, M.A. Duguay, P.M. Rentzepis.** Appl. Phys. Lett., **10**, 216 (1967).
2. **R.D. Deslettes.** Appl. Phys. Lett., **12**, 133 (1968).
3. **R.M. Cottril.** Appl. Phys. Lett., **12**, 403 (1968).
4. **A.V. Kolpakov, R.N. Kuzmin, V.N. Ryabov.** Appl. Phys. Lett., **41**, 3549 (1970).
5. **А.Г. Ростомян, П.А. Безирганян.** А. С. 714506 (СССР), Б. И. №5 (1980).
6. **А.Н. Rostomyan, P.H. Bezirganyan.** Acta Cryst., **A34**, 240 (1978).
7. **K. Kohra, T. Matsushita.** Z. Naturf., **27A**, 484 (1972).
8. **O. Brummer, H.R. Hoche, J. Nieber.** Phys. Stat. Sol., (a), **53**, 565 (1979).
9. **В.И. Кушнир, Э.В. Суворов.** Письма в ЖЭТФ, **44**, 265 (1986).
10. **Ю.П. Стецко, С.А. Суворов.** Письма в ЖТФ, **14**, 13 (1988).
11. **C. Cusatis, D. Udron, I. Mazzaro, C. Giles, H. Tolentino.** Acta Cryst., **A52**, 614 (1996).
12. **S. Kikuta, Y. Imai, T. Iizuka, Y. Yoda, X.-W. Zhang, K. Hirano.** J. Synchrotron Rad., **5**, 670 (1998).
13. **Yu. V. Shvydko, E. Gerdau, J. Jaschke, O. Leupold, M. Lucht, H.D. Ruter.** Phys. Rev., B **57**, 4968 (1998).
14. **A. Steyerl, K.-A. Steinhauser.** Z. Phys., **B34**, 221 (1979).
15. **A. Caticha, S. Caticha-Ellis.** Acta Cryst., **A37**, 267 (1981).
16. **A. Caticha, S. Caticha-Ellis.** Phys. Rev., **B25**, 973 (1982).
17. **A. Caticha, S. Caticha-Ellis.** Phys. Stat. Sol., (a), **119**, 47 (1990).
18. **A. Caticha, S. Caticha-Ellis.** Phys. Stat. Sol., (a), **119**, 643 (1990).
19. **A. Caticha, K. Aliberti, S. Caticha-Ellis.** Rev. Sci. Instrum., **67**, 3380 (1996).
20. **K.D. Liss, R. Hock, M. Gomm, B. Waibel, A. Magert, M. Krisch, R. Tucoulou.** Nature, **404**, 371 (2000).
21. **V. GKhon, Yu. V. Shvydko, E. Gerdau.** Phys. Stat. Sol., **B221**, 597 (2000).
22. **Yu. V. Shvydko, M. Lerche, H.-C. Wille, E. Gerdau, M. Lucht, H.D. Ruter, E.E. Alp, R. Khachatryan.** Phys. Rev. Lett., **90**, 013904(1) (2003).
23. **S.-L. Chang, Yu. P. Stetsko, M.-T. Tang, Y.-R. Lee, W.-H. Sun, M. Yabashi, T. Ishikawa.** arXiv: cond-mat/0412465 v1, 17 Dec., 2004.
24. **R. Ts. Gabrielyan, A. H. Toneyan.** Acta Cryst., **A61**, 432 (2005).

ՄԻԱԶՈՒՅԼ ԿՈՄՊԼԱՆԱՐ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ
ԵՎ ՄԻՆԵՐՈՏՐՈՆԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Ռ.Ց. ԳԱԲՐԻԵԼՅԱՆ, Ա.Հ. ՏՈՆԵՅԱՆ, Հ.Ս. ՄԵՄԵՐՉՅԱՆ

Առաջարկված և փորձնականորեն իրագործված է եռաբլոկ միաձույլ ռենտգենյան ռեզոնատոր Si-ի միաբլոկերի ($04\bar{4}$, $40\bar{4}$) կոնֆիգուրացիայի համար NiK α_2 կամ սինքրոտրոնային ճառագայթումով: Ցույց է տրված, որ ասիմետրիկ բրեգյան անդրադարձումների օգտագործումը հնարավորություն է տալիս լուծելու ռենտգենյան ռեզոնատորների համար պրոբլեմատիկ հանդիսացող խնդիրը, այն է՝ ճառագայթը առանց կորուստների մտցնել ռեզոնատոր և ստանալ փակ կոմպլանար ցիկլ: Ներկայացված են փորձի կատարման հիմնական էտապները:

*COMPLANAR MONOLITHIC RESONATOR
FOR X-RAY AND SYNCHROTRON RADIATIONS*

R.Ts. GABRIELIAN, A.H. TONEYAN, O.S. SEMERDJYAN

A monolithic X-ray resonator scheme for a Si monocrystal of the $(0\bar{4}\bar{4}, 4\bar{0}\bar{4})$ configuration for $\text{NiK}\alpha_2$ and synchrotron radiations is proposed and experimentally realized. It is shown that the use of the asymmetric Bragg reflection makes possible to solve the main problem of X-ray resonators, namely, to introduce the beam into the resonator without any loss and get a closed complanar cycle. The main steps of the experiment are described.