

В. А. ГОЛОВНИН, С. М. ИРКАЕВ, Р. Н. КУЗЬМИН

БЕЗГРАДИЕНТНЫЙ ПЛОСКИЙ НАГРЕВАТЕЛЬ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ЭФФЕКТУ МЁССБАУЭРА

Температурные камеры для экспериментов по эффекту Мёссбауэра должны, не повреждая образец, обеспечить необходимый интервал температур, достаточно быстрое установление требуемой температуры и ее поддержание с необходимой стабильностью в течение эксперимента, минимальные градиенты температур по образцу, удовлетворительную геометрию эксперимента и прохождение достаточного потока излучения.

Печи, описанные в литературе, либо имеют большие размеры в направлении распространения γ -квантов, либо не позволяют использовать образцы больших диаметров без значительных градиентов по образцу [1, 2]. Ниже описана безградиентная плоская печь для проведения мёссбауэровских исследований в геометрии пропускания [3].

Образец (1) плотно зажат с помощью оправки и шайб из жаропрочного хромо-никелевого сплава между бериллиевыми дисками (2).

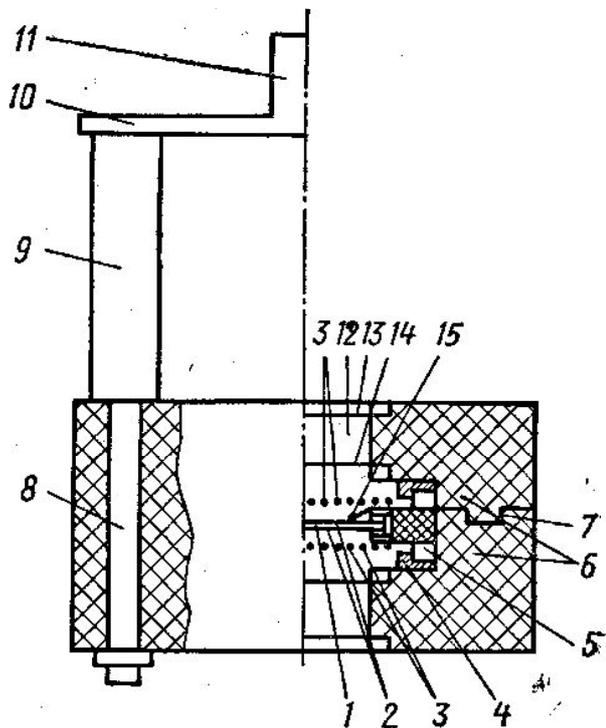
На некотором расстоянии от бериллиевых дисков находится ряд (3) параллельных равномерно натянутых тонких проволоочек из высокоомного тугоплавкого материала (в нашем случае это нихром или вольфрам диаметром 0,1—0,2 мм). Расстояние между нитями и удаление плоскости, в которой натянуты нити от бериллиевых дисков с образцом, подбираются экспериментально и зависят от диаметра нитей. Провисание нитей, возникающее при нагреве, вследствие увеличения длины нитей за счет термического расширения устраняется предварительным нажатием и автоматически компенсируется в ходе нагревания за счет подбора коэффициентов термического расширения материала нитей и каркаса.

Безвакуумная, малоинерционная, безградиентная камера с нихромовым нагревателем такого типа удовлетворительно работает до температур $\sim 700^\circ\text{C}$.

Нить нагревателя натягивается на латунное кольцо (4) и изолируется от него асбестоцементными прокладками (5).

Корпус печи выполнен в виде двух половинок (6) из асбестоцемента, фасонные выточки (7) предусматривают фиксацию положения и плотное соединение половинок при стягивании болтами (8). Головки болтов запрессованы в тонкостенные трубки (9) из нержавеющей стали, оканчивающиеся переключателем (10) с цапгой (11) для крепления к штоку вибратора. Сквозные отверстия (12) в корпусе печи закрыты бериллиевыми окнами (13, 14), которые поджимаются к корпусу шайбами из асбестоцемента и крепятся цементом. Хромель-алюмелевая батарея термопар (15) отделена от бериллиевых дисков с образцом только тонкой прокладкой слюды.

Градиент температур вдоль диаметра образца измерялся при помощи дифференциальных термопар, помещенных вместе с окисью бериллия в качестве «образца» между бериллиевыми дисками (2). ЭДС дифференциальных термопар во всем диапазоне температур не превышала величины ошибки измерения потенциометра Р-306.



Безвакуумная малогабаритная печь с плоским нагревателем: 1 — образец, 2 — бериллиевые диски, 3 — нити нагревателя, 4 — латунные кольца, 5 — асбестоцементные прокладки, 6 — корпус печи, 7 — фасонные выточки, 8 — болты, 9, 10, 11 — устройство крепления к штоку вибратора, 12 — отверстия для прохождения γ -квантов, 13 и 14 — бериллиевые окна, 15 — батарея термопар

При применении системы стабилизации, аналогичной описанной нами ранее [3], в пределах воспроизводимости экспериментального спектра (5% от ширины линии) не наблюдалось уширения линий сверхтонкого расщепления $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ при температуре 600°C.

При прохождении γ -квантов через печь без образца теряется 35% излучения с энергией 14,4 кэв. Диаметр образца (20 мм) может быть увеличен без ухудшения равномерности нагрева образца.

Малый размер и вес камеры позволяют приводить ее в движение с помощью лабораторного электродинамического вибратора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алфименков В. П., Останевич Ю. М., Стрелков А. В., Савицкий Б., Чер Л. У., Бай Ши. Препарат ОИЯИ, № 13, 29—88. Дубна, 1966.
2. Van der Woude E., Boon G. Rev. Sci. Instr., 36, 800, 1965.
3. Головин В. А., Иркиев С. М., Кузьмин Р. Н., Чачхшани Л. Г. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 111, 1969; Кузьмин Р. Н. Докторская диссертация, МГУ, 1969.

Поступила в редакцию
27.4 1970 г.

Кафедра
физики твердого тела

УДК —042

С. И. РЫЖАКОВА, И. В. ТОМОВ

ТЕПЛОВОЕ НЕЛИНЕЙНОЕ ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При прохождении плоскополяризованного света через анизотропные кристаллы в общем случае на выходе из кристалла излучение будет иметь эллиптическую поляризацию [1]. Изменение поляризации определяется в основном разностью хода (набегом фазы) обыкновенного и необыкновенного лучей.

При прохождении света через реальные среды всегда имеет место поглощение части излучения, и при достаточной интенсивности нагрев среды за счет поглощения может привести к заметным изменениям показателя преломления. Это изменение различно для волн разной поляризации и, следовательно, само излучение будет оказывать влияние на степень изменения поляризации. Кроме того, так как лазерные пучки всегда имеют некоторую пространственную и временную модуляцию амплитуды, то, вообще говоря, тепловое изменение показателя преломления также будет зависеть от пространственной и временной координаты. Из этого следует, что и поворот поляризации будет меняться по пространству и во времени.

При прохождении светом в анизотропной среде расстояния z разность фаз для обыкновенной и необыкновенной волн будет

$$\varphi(r, t) = \frac{\omega}{c} \left[n_o - n_e + \left(\frac{dn_o}{dT} - \frac{dn_e}{dT} \right) T(r, t) \right] z,$$

здесь n_o и n_e — показатели преломления для невозмущенной среды, индексы o и e относятся к обыкновенной и необыкновенной волне, $T(r, t)$ — нарастание температуры среды за счет нагрева лазерным излучением.

Для выявления основных эффектов, связанных с тепловым изменением состояния поляризации, рассмотрим следующую задачу. Пусть на анизотропный кристалл падает плоскополяризованный свет таким образом, чтобы амплитуды обыкновенной и необыкновенной волн в кристалле были одинаковы. Выходящее из кристалла в общем случае эллиптически поляризованное излучение пропускаем через идеальный анализатор (для которого $\frac{dn}{dT} = 0$), пропускающий свет, поляризованный в том же направлении, что и падающий на кристалл. Пусть длина кристалла L такова, что без учета нагрева среды ($T=0$) через анализатор проходило бы все излучение. Нам будет интересно измерение состояния поляризации излучения только за счет нагрева среды. Для простоты будем полагать, что поглощение излучения в среде слабое $\delta L \ll 1$ (δ — коэффициент поглощения).

Изменение температуры T определяем из совместного решения уравнения поля и теплопроводности. В зависимости от соотношения между временем импульса τ и