

СХЕМА РЕНТГЕНОВСКОГО ЛАЗЕРА НА $2S - 2P$ -ПЕРЕХОДАХ Ne-ПОДОБНОГО ИОНА

В.Ю.Политов, М.К.Шинкарев

*Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики
Челябинск-70, п.я. 245, Россия*

Поступила в редакцию 16 сентября 1993 г.

Теоретически исследуется новый вариант схемы рентгеновского лазера на Ne-подобных ионах, использующий особенности тонкой структуры уровней этих ионов. В качестве механизма накачки рассматривается резонансное фотовозбуждение, посредством которого $2S$ -электрон из основного состояния перебрасывается на возбужденные $3P$ -, $4P$...-подуровни. В результате в L -оболочке образуется $2S$ -дырка, процесс заполнения которой $2P$ -электронами может привести к возникновению генерации лазерного излучения. На примере резонансной пары Mg-Ge приводятся результаты расчетов коэффициентов усиления на $2S - 2P$ -переходах в Ne-подобном Ge в зависимости от интенсивности накачки и плотности активной среды.

1. Одним из самых перспективных механизмов накачки активных сред лазеров рентгеновского диапазона (РЛ) считается сегодня резонансное фотовозбуждение [1]. С помощью этого механизма можно инвертировать переходы как в тонкой структуре многозарядных ионов (с $\Delta n = 0$), так и переходы с изменением главного квантового числа ($\Delta n \neq 0$). Соответственно, существует принципиальная возможность получения лазерной генерации с достаточно малой длиной волны ($\lambda < 100 \text{ \AA}$) и высокими значениями квантового КПД ($\eta_q > 0, 1$).

Практически осуществить резонансную накачку, конечно, значительно труднее, чем, например, столкновительную, которая уже экспериментально продемонстрирована на Ne-, Ni-подобных ионах [2, 3] для ряда веществ со средними и большими значениями заряда ядра Z . Остро встает вопрос о выборе резонансных пар, имеющих малый дефект резонанса и одновременно удовлетворяющих энергетическим возможностям современных установок. Кроме того, даже если этот дефект близок к нулю, необходимо решать сложную технологическую задачу, чтобы конвертор, формирующий линию накачки, максимально полно окружал активную среду РЛ и, тем самым, обеспечивал высокую интенсивность этой линии. Жесткие требования к конструкции РЛ предъявляет также явление реабсорбции излучения в линиях очистки нижнего рабочего уровня и т.д.

Таким образом, в целях экспериментальной проверки среди совокупности различных резонансных схем актуальным является выбор таких, для которых указанные трудности были как можно менее критичными. В данной работе предлагается один из возможных вариантов. Он основан на особенностях дискретного энергетического спектра Ne-подобных ионов.

2. С одной стороны, эти ионы (а также Ne-, Ni-...подобные) привлекательны тем, что их основное состояние, из которого идет накачка, не расщеплено и может иметь в плазме почти максимальную населенность ($> 50\%$). Соответственно, снижаются требования к интенсивности накачки (что важно также и для столкновительных схем). С другой стороны, существует интересная возможность организации инверсии на переходах в L -оболочке Ne-подобных

ионов с относительно высоким значением η_q путем селективного возбуждения $2S$ -электрона в $3P, 4P, \dots$ состояния. При этом возникают лазерные цепочки, в которых участвуют два электрона. Переходы возбуждаемого электрона приводят к заселению верхнего рабочего состояния и очистке нижнего, а за формирование лазерного излучения ответственны $2P$ -электроны, заполняющие $2\bar{S}$ -дырку (аналогичное предложение для РЛ на Ni-подобных ионах сформулировано в работе [4]).

Мы интересуемся, в первую очередь, случаем, когда возбуждается $3P$ -состояние. КПД такой схемы из всего семейства с $n \geq 3$ будет наибольшим: $\sim 0,12 \div 0,14$ для различных Z ; это значение близко к η_q для схем с рабочими переходами $5-4$ ($\Delta n \neq 0$). Основные лазерные цепочки, возможные в этой схеме, приведены на рис. 1а, б. Для краткости компоненты тонкой структуры с различными значениями полного момента J не конкретизируются, а обозначения $2\bar{S}, 2\bar{P}$ подразумевают наличие дырки в соответствующей L -подоболчке.

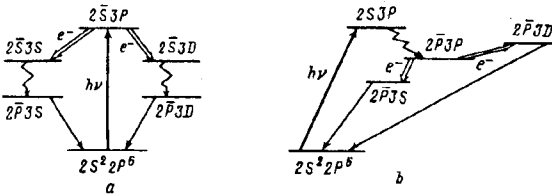


Рис. 1. Основные типы лазерных цепочек в Ne-подобном ионе с рабочими $2S - 2P$ -переходами в условиях резонансного фотовозбуждения $2S$ -электрона на уровень с $n = 3$

Оценим, каковы должны быть пороговые условия по накачке и параметры активной среды для эффективной реализации какой-либо из рассматриваемых цепочек. Несмотря на сложность спектра Ne-подобного иона, выполнить оценки оказывается достаточно просто, поскольку в условиях резонансного фотовозбуждения населенность верхнего рабочего состояния определяется только интенсивностью накачки и населенностью основного состояния. Влияние столкновительных процессов на уровне с $n = 3$ и рабочих $2S - 2P$ -переходов мало, так как их скорости много меньше скорости резонансного $2S - 3P$ -распада; других резонансных распадов из верхнего состояния в основное нет. Общепринятый критерий эффективности схемы РЛ

$$\kappa^+ \geq 1. \quad (1)$$

Воспользуемся стандартным выражением для коэффициента усиления

$$\kappa^+ = \lambda^2 A_{ul} (N_u - g_u/g_l N_l) \varphi(0) / 8\pi \Delta\nu_d, \quad (2)$$

где N_u, N_l, g_u, g_l - концентрации и стат. веса верхнего и нижнего рабочих состояний; A_{ul} - скорость соответствующего спонтанного распада; $\varphi(0)$ - фойгтовская спектральная функция в центре линии поглощения; $\Delta\nu_d$ - доплеровская ширина линии.

Пусть интенсивность линии накачки характеризуется числом заполнения фотонов M . Тогда в силу слабого влияния на N_u всех остальных процессов можно считать

$$N_u \simeq 6 \cdot 10^{23} \rho / AM C_0 g_u / g_0, \quad N_u \gg N_l, \quad (3)$$

C_0 - нормированная населенность основного состояния Ne-подобного иона, ρ - плотность активной среды в $[г/см^3]$, A - атомный вес. Выразим, кроме того,

А и $\Delta\nu_d$ через λ (в ед. с^{-1}) [5]:

$$A_{ul} = \frac{4(2\pi\hbar)^3 S_{ul}/g_u}{3\lambda^3 (me\bar{Z})^2}, \quad \Delta\nu_d = \frac{4,4 \cdot 10^7}{\lambda} \sqrt{T/A}. \quad (4)$$

Здесь S_{ul} – безразмерный квадрат дипольного матричного элемента рабочего перехода, T – температура активной среды в энергетических единицах (в кэВ), $\bar{Z} = Z - \chi$ – эффективный заряд ядра с поправкой на экранировочный коэффициент; для $2S - 2P$ -переходов в Ne-подобном ионе $\chi \simeq 6$.

Подставим выражения (2), (3), (4) в условие (1), учтем, что $A \simeq 3Z$, $g_0 = 1$, положим значение $C_0 = 0,5$, что близко к максимально достижимому значению и $\varphi(0) = 1/\sqrt{\pi}$ (чисто доплеровское уширение). В результате получим

$$\rho M S_{ul} / T^{1/2} \bar{Z}^{5/2} \geq 6 \cdot 10^{-9}. \quad (5)$$

Спектроскопические расчеты по MCDF-коду [6] показывают, что для наиболее сильных $2S - 2P$ -переходов величина S_{ul} слабо зависит от Z и составляет $\simeq 30$. Тогда при характерных для современных экспериментальных условий значениях $\bar{Z} \simeq 30$ и $T \simeq 0,5$ имеет место оценка $\rho M \geq 7 \cdot 10^{-7}$. Например, если $M \sim 10^{-3}$, то плотность лазерной среды на момент генерации должна превышать 10^{-3} г/см^3 .

3. Для проверки выполненных оценок была разработана модель кинетики Ne-подобного иона, учитывающая 37 расщепленных по J Ne-подобных состояний с $n = 2; 3$, нерасщепленные состояния с $n = 4 \div 10$, а также ряд состояний ионов смежной кратности ионизации O-, F-, Na-...подобных. Техническая сторона заключалась просто в занесении расчетной MCDF-информации – сил линий, дипольных переходов и полных потенциалов ионизации состояний – в базу данных программы ТАРАН [7], предназначенной для моделирования кинетики произвольного типа иона. В качестве объекта моделирования был выбран германий с $Z = 32$. В процессе поиска резонансных пар оказалось, что одна из линий Ne-подобного дублета $2S - 3P$ этого элемента с $\lambda = 8,423 \text{ А}$ имеет очень хорошее совпадение с $Ly\alpha$ линией H-подобного Mg ($\lambda = 8,4246 \text{ А}$). Достоверность совпадения подтверждается как данными расчетов [8], так и измерений [9].

С точки зрения постановки эксперимента, найденная пара является весьма удачной. Во-первых, энергозатраты, необходимые для формирования линии накачки в магниевом конверторе, оцениваются как вполне умеренные. Действительно, смещение ионного состава в Mg в сторону H-подобных ионов происходит уже при $T \sim 0,5 \text{ кэВ}$. Во-вторых, максимум концентрации Ne-подобных ионов Ge соответствует примерно таким же температурам. Это видно из рис.2, где для двух значений плотности $\rho = 5 \cdot 10^{-4}$ и $5 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ приводятся зависимости $C_0(T)$. Близость оптимальных температур конвертора и активной среды позволяет надеяться на реализацию простой конструкции РЛ в виде плоской двуслойной мишени, облучаемой мощным оптическим лазером. Предполагается, что на момент генерации слой Mg и Ge будут находиться в области плазменной короны, где происходит существенное выравнивание температур посредством электронной теплопроводности.

Заметное влияние на смещение оптимальной концентрации Ne-подобных ионов Ge в область больших значений T оказывает процесс диэлектронной рекомбинации. Согласно данным работы [10], коэффициент диэлектронной

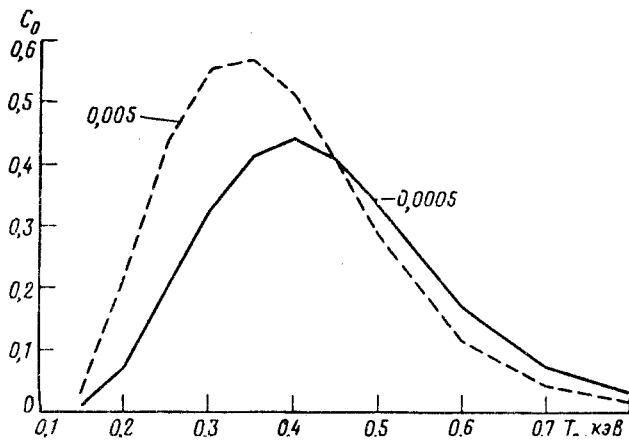


Рис.2. Расчетная зависимость населенности основного состояния Ne-подобного иона Ge от температуры для двух значений плотности лазерной среды: $\rho = 5 \cdot 10^{-4}$ (сплошная кривая) и $\rho = 5 \cdot 10^{-3}$ (пунктирная)

рекомбинации, связывающей основные состояния Ne- и Na-подобных ионов в области $T = 0,3 \div 0,5$ кэВ и при $Z = 32$, равен $\alpha_{DR} \approx 10^{-11}$ см³/с. Соответствующее значение скорости $N_e \alpha_{DR}$ при этом превышает скорость фоторекомбинации примерно в 3 раз (N_e – концентрация свободных электронов), что учитывалось в расчетах кинетики.

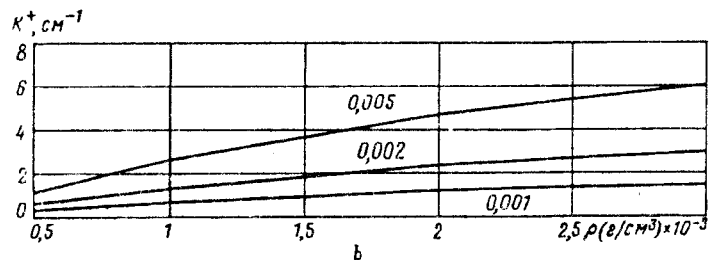
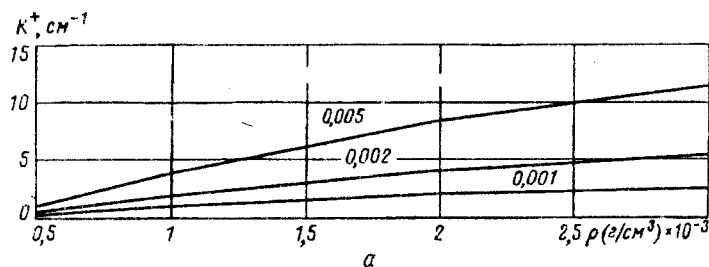


Рис.3. Расчетные зависимости коэффициентов усиления на переходах $2\bar{S}_{1/2}3P_{1/2}$ (1) – $2\bar{P}_{3/2}3P_{1/2}$ (2) (a) и $2\bar{S}_{1/2}3P_{1/2} - 2\bar{P}_{1/2}3P_{1/2}$ (1) (b) от плотности лазерной среды для $T = 0,4$ кэВ и трех значений чисел заполнения фотонов в линии накачки $M = 10^{-3}, 2 \cdot 10^{-3}, 5 \cdot 10^{-3}$

В заключение приведем результаты расчетов коэффициентов усиления на $2S-2P$ -переходах в зависимости от ρ и M (см. рис.3а, б) при оптимальной для существования Ne-подобных ионов температуре плазмы германия $T = 0,4$ кэВ. Эти результаты показывают, что в диапазоне $\rho = 5 \cdot 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-3}$ предпочтительно реализуются лазерные цепочки типа рис.1б. Наиболее значительные κ^+ возникают на двух переходах $2\bar{S}_{1/2}3P_{1/2}(J=1) - 2\bar{P}_{1/2}3P_{1/2}(J=1)$ и $2\bar{S}_{1/2}3P_{1/2}(J=1) - 2\bar{P}_{3/2}3P_{1/2}(J=2)$ с значениями $\lambda = 77$ А и 62 А. Соответствующие величины параметра ρM получаются заметно выше, чем дает оценка (5), что объясняется строгим учетом в модели кинетики всех основных каналов распада и заселения верхнего и нижнего рабочих состояний. Тем не

менее, при вполне разумных интенсивностях накачки $M \sim 0,002 \div 0,005$ и $\rho \sim 2 \cdot 10^{-3}$ г/см³ прогнозируются достаточно большие $\kappa^+ \geq 4$ см⁻¹. Мы надеемся, что в совокупности с оригинальностью предлагаемой схемы и возможными преимуществами конструкции мишени данный факт вызовет тенденцию к ее экспериментальному изучению.

-
1. J.Nilsen, J.L.Porter et al., Third International Colloquium on X-ray Lasers, May 18-22, 1992, Schliersee, Germany.
 2. M.D.Rosen, P.L.Hagelstein, D.L.Matthews et al., Phys. Rev. Lett. **54**, N2, 106 (1985).
 3. B.J.MacGowan, S.Maxon, P.L.Hagelstein et al., Phys. Rev. Lett. **59**, N19, (1987).
 4. J.Nilsen, Opt. Commun. **72**, N6, 371 (1989).
 5. И.И.Собельман. Введение в теорию атомных спектров. М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1963.
 6. I.P.Grant, B.J.McKenzie et al., Comp. Phys. Comm. **21**, 207 (1980).
 7. В.Ю.Полиотов, В.А.Лыков, М.К.Шинкарев, Препринт ВНИИТФ, N39, (1993).
 8. Л.А.Вайнштейн, У.И.Сафронова, Препринт ИСАН (1985).
 9. P.G.Burkhalter, D.J.Nagel, and R.D.Cowan, Phys. Rev. A **11**, N3, 782 (1975).
 10. S.Dalhed, J.Nilsen, and P.Hagelstein, Phys. Rev. A **33**, N1, 264 (1986).